

Abhängigkeiten des elektrischen Feldgradienten
in Halbmetallen und Halbleitern

von
Heinz Niedrig
aus
Nürnberg

1981



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546216_0092

Abhängigkeiten des elektrischen Feldgradienten in Halbmatalen und Halbleitern

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten

der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Heinz Niedrig

aus

Nürnberg

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaft-
lichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 22. 7. 1981

Vorsitzender der Promotionskommission:

Prof. Dr. H. Wegener

Erstberichterstatter: Prof. Dr. W. Kreische

Zweitberichterstatter: Prof. Dr. J. Christiansen

Zusammenfassung

Mit der Methode der zeitlich differentiellen Beobachtung der gestörten γ - γ -Winkelkorrelation wurde die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten im System $\text{Sb}_{1-x}\text{M}_x$ ($\text{M} = \text{Ag}, \text{Cd}, \text{In}, \text{Sn}$) untersucht. Als Sondenkern diente ^{111}Cd . Der überdeckte Temperaturbereich reichte von 77 K bis nahe unter den Schmelzpunkt des Wirtsmaterials Sb bei 904 K. Im Gegensatz zu Messungen in Metallen beobachtet man je nach Konzentration x der Beimischung M einen verschiedenen Verlauf für die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten.

Während für große Konzentrationen x die von den Metallen her bekannte $T^{3/2}$ -Beziehung gültig ist, zeigen die Temperaturkurven für kleine Beimengungen während der ersten 400 K ein Ansteigen des EFG, um anschließend wieder mit $T^{3/2}$ abzunehmen.

Dieser ungewöhnliche Temperaturgang läßt sich qualitativ verstehen, wenn man als Ursache für die Temperaturabhängigkeit sowohl eine Änderung des Phononenspektrums als auch Änderungen in der freien Ladungsträgerkonzentration annimmt.

Im Rahmen der Diskussion wird die elektrische Quadrupolwechselwirkung in den halbmimetallischen Systemen $^{111}\text{CdAs}$ und $^{111}\text{CdBi}$, sowie von ^{111}Cd in den Halbleitern CdSe und Te und von ^{181}Ta im Isolator HfO_2 kurz vorgestellt.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Statische elektrische Quadrupolwechselwirkung	4
3. Experimentelle Methoden zur Bestimmung der Quadrupolkopplungskonstanten	9
3.1 Überblick	9
3.2 γ - γ -Winkelkorrelation	10
3.2.1 Qualitative Beschreibung	10
3.2.2 Quantitative Beschreibung bei kristalliner Probenstruktur	11
3.2.3 Frequenzverteilungen	13
4. Eigenschaften von Antimon	15
4.1 Beschreibung der Gitterstruktur	15
4.2 Thermische Eigenschaften	17
5. Experiment	18
5.1 Eigenschaften des Sondenkernes ^{111}Cd	18
5.2 Probenherstellung	20
5.3 Meßanordnung und Nachweiselektronik	24
5.4 Datenauswertung	26
6. Meßergebnisse und Diskussion	28
6.1 Bekannte Messungen in Sb	28
6.2 Interpretation der Zeitspektren	29
6.3 Temperatur- und Konzentrationsabhängigkeit des EFG	43
6.4 Konventionelle Parametrisierung des EFG	49
6.5 Ansätze zur Erklärung des Temperaturverhaltens des EFG in Metallen	51
6.6 Überlegungen zum Temperaturverhalten des EFG in Halbleitern	52
6.7 Überlegungen zur Temperaturabhängigkeit des EFG in Halbmetallen	58
Literaturverzeichnis	65

1. Einleitung

Die Methoden der nuklearen Festkörperphysik haben in den letzten Jahren bei der Untersuchung von Festkörpereigenschaften zunehmend an Bedeutung gewonnen. Durch die Beobachtung der Hyperfeinwechselwirkung eines Sondenkernes mit seiner Umgebung ist es möglich, innere Felder und deren Änderungen unter verschiedenen äußeren Einflüssen zu untersuchen.

Dabei spielt die statische elektrische Quadrupolwechselwirkung eine wichtige Rolle. Durch die Beobachtung der elektrischen Quadrupolwechselwirkung in nichtkubischen Festkörpern erhält man Aussagen über den elektrischen Feldgradienten am Ort des Sondenkernes. Eine Reihe von Untersuchungen mit Hilfe der NQR-Methode wurde in Isolatoren durchgeführt. Eine ausgezeichnete Übersicht über die Anwendungsmöglichkeiten der NQR-Methode und die damit beobachteten Feldgradienten findet sich bei E. Lucken (LucE 69).

Mit der Methode der zeitlich differentiellen gestörten γ - γ -Winkelkorrelation (TDPAC) sowie dem Mößbauereffekt (ME) erfolgte in vielen Fällen die Bestimmung des elektrischen Feldgradienten in Metallen und Legierungen. Eine umfassende Darstellung der verwendeten Meßmethoden enthält ein Artikel von Kaufmann und Vianden (KauV 79), in dem auch die gemessenen Quadrupolkopplungskonstanten V_Q tabelliert sind.

In den letzten Jahren galt das Interesse nicht mehr so sehr dem Betrag der Quadrupolwechselwirkung, sondern vielmehr der Frage nach dem Ursprung und den einzelnen Beiträgen zum elektrischen Feldgradienten (EFG). Die systematische Untersuchung des EFG's vieler Metalle hat ergeben, daß die Leitungselektronen die entscheidende Rolle spielen.

Gerade hier hat man aber feststellen müssen, daß die theoretischen Ansätze, die den am Kernort wirkenden EFG als Überlagerung einzelner Beiträge beschreiben, bis auf wenige Ausnahmen zu keinem befriedigenden Ergebnis führen. Da in die Meßgröße, die Quadrupolkopplungskonstante $\nu_Q = e^2 q Q / h$, neben dem EFG des Wirtsgitters auch das Quadrupolmoment Q des Sondenkernes eingeht, das häufig nur ungenau bekannt ist, ist die Bestimmung des Absolutwertes des EFG problematisch.

Hier bietet sich jedoch die Möglichkeit an, aus der relativen Änderung des EFG unter Einfluß äußerer makroskopischer Parameter wie Druck und Temperatur auf die einzelnen Beiträge zum EFG zu schließen.

So fand man vor einigen Jahren (ChrH 76; HeuH 74) die überraschend einfache empirische Beziehung, die das Temperaturverhalten des EFG in nichtkubischen Metallen recht gut beschreibt:

$$eq(T) = eq(0)(1 - BT^{3/2})$$

Dabei wird der Steigungsparameter im allgemeinen sowohl vom Wirtsgitter als auch vom Sondenkern bestimmt.

Zur Erklärung dieser empirisch gefundenen Beziehung gibt es drei theoretische Ansätze:

- a) Gitterparameteränderungen und thermische Umbesetzung der Leitungselektronen
- b) Thermisch angeregte Gitterschwingungen
- c) Quadrupolorientierungswellen

Vorhersagen, die allein auf thermischen Gitterparameteränderungen beruhen (DasP 61), liefern keine Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Das Modell der Quadrupolorientierungswellen (HeuP 75; ChrH 76), ähnlich der Bloch'schen Spinwellen-Theorie, konnte sich wegen theoretischer Schwierigkeiten nicht durchsetzen.

Während für die meisten Metalle und sehr viele intermetallische Verbindungen nicht nur die Größe des elektrischen Feldgradienten, sondern auch seine Abhängigkeit von Temperatur und Druck untersucht ist, gibt es nur sehr wenige Messungen an Halbleitern und Halbmetallen.

Da der Beitrag der Leitungselektronen zum EFG den der Ionenrümpfe überwiegt, sollten sich Abweichungen von einem $T^{3/2}$ -Verhalten ergeben, wenn, wie im Falle der Halbleiter bzw. der Halbmetalle, die Leitungselektronendichte temperatur- und dotierungsabhängig ist.

Neuere Messungen der Quadrupolwechselwirkung des Sondenkernes ^{111}Cd im Halbleiter Tellur (BarB 80a) mit Hilfe der TDPAC-Methode bestätigen diese Vermutung. Da die Ladungsträgerkonzentration in Halbmetallen ebenfalls von der Temperatur und der Konzentration der Zulegierung abhängt, können Untersuchungen des elektrischen Feldgradienten in Halbmetallen zum Verständnis des Ursprungs der einzelnen Anteile zum EFG beitragen. Deshalb wurde mit der Methode der gestörten γ - γ -Winkelkorrelation die elektrische Quadrupolwechselwirkung im Halbmetall Antimon ($E_g = -0.16$ eV) in Abhängigkeit von der zulegierten Impuritykonzentration und der Temperatur untersucht.

2. Statische elektrische Quadrupolwechselwirkung

Die folgende Darstellung der statischen elektrischen Quadrupolwechselwirkung soll weder umfassend noch detailliert sein, sondern es sollen nur häufig verwendete Größen definiert werden. Ausführliche Darstellungen findet man in der Literatur (JacJ 75; CohR 57).

Der Hamiltonoperator, der die elektrostatische Wechselwirkung zwischen der Ladungsverteilung eines Atomkernes (Ladungsdichte e_n) und seiner Umgebung (Ladungsdichte e_s) beschreibt, ist gegeben durch:

$$H_{el} = \sum_{n,s} \frac{e_n \cdot e_s}{|\underline{r}_n - \underline{r}_s|} \quad (1)$$

Der Term $\frac{1}{|\underline{r}_n - \underline{r}_s|}$ läßt sich nach

Legendre Polynomen entwickeln. Mit dem Additionstheorem für Kugelfunktionen kann der Hamiltonoperator in einen Kern- und einen Umgebungsanteil separiert werden:

$$H_{el} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{4\pi}{2k+1} \sum_{q=-k}^{+k} (-1)^q T_q^{(k)} V_{-q}^{(k)} \quad (2)$$

$$T_q^{(k)} = \sum_n e_n r_n^k Y_{k,q}(\vartheta_n, \varphi_n)$$

$$\text{und } V_q^{(k)} = \sum_s \frac{e_s}{r_s^{k-1}} Y_{k,q}(\vartheta_s, \varphi_s)$$

sind dabei die Tensoroperatoren der elektrischen Kernmultipolmomente bzw. des elektrischen Feldes.

Aus Symmetriegründen verschwinden alle ungeraden Kernmomente.

Da hier nur die elektrische Quadrupolwechselwirkung interessant ist, genügt es, in Gl.(2) nur den Term $k=2$ zu betrachten. Damit vereinfacht sich der Hamilton-operator zu

$$H_Q = \frac{4\pi}{5} T^{(2)} V^{(2)} = \frac{4\pi}{5} \sum_{q=-2}^{+2} (-1)^q T_q^{(2)} V_{-q}^{(2)} \quad (3)$$

Der Operator $V^{(2)}$ stellt also den elektrischen Feldgradienten dar und besitzt fünf unabhängige Komponenten mit symmetrischer Spur (Laplace Gleichung $\Delta V=0$), die sich im Hauptachsensystem durch die kartesischen Komponenten ausdrücken lassen:

$$\begin{aligned} V_0^{(2)} &= \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} V_{zz} \\ V_{\pm 1}^{(2)} &= 0 \\ V_{\pm 2}^{(2)} &= \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} (V_{xx} - V_{yy}) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{6\pi}} V_{zz} \cdot \eta \end{aligned} \quad (4)$$

Hierbei wurde konventionsgemäß der Asymmetrieparameter

$$\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}} \text{ eingeführt.} \quad (5)$$

Wählt man das Hauptachsensystem derart, daß gilt:

$$|V_{xx}| \leq |V_{yy}| \leq |V_{zz}|, \text{ so ergibt sich der Wertebereich des}$$

Asymmetrieparameters η zu:

$$0 \leq \eta \leq 1$$

Damit ist der diagonale EFG Tensor durch V_{zz} und η eindeutig beschrieben.

Legt man die Quantisierungsachse in die z-Richtung des Hauptachsensystems, so erhält man für die Matrixelemente

des Hamiltonoperators

$$\langle I_m | H_Q | I_m' \rangle = \frac{4\pi}{5} \sum_{q=-2}^2 (-1)^q \langle I_m | T_q^{(2)} | I_m' \rangle V_{-q}^{(2)} \quad (6)$$

Mit der üblichen Definition des elektrischen Quadrupolmomentes

$$eQ = 4\sqrt{\frac{\pi}{5}} \langle II | T_0^{(2)} | II \rangle = 4\sqrt{\frac{\pi}{5}} \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -I & 0 & I \end{pmatrix} \langle I || T^{(2)} || I \rangle \quad (7)$$

und unter Anwendung des Wigner-Eckart-Theorems erhält man für das Matrixelement:

$$\begin{aligned} \langle I_m | T_q^{(2)} | I_m' \rangle &= (-1)^{I-m} \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -m & q & m' \end{pmatrix} \langle I || T^{(2)} || I \rangle \\ &= \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} (-1)^{I-m} \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -m & q & m' \end{pmatrix} eQ \end{aligned} \quad (8)$$

Hier sind prinzipiell zwei Möglichkeiten zu unterscheiden:

a) axialsymmetrischer EFG

In diesem Falle ist $\eta=0$ und der EFG Tensor ist durch V_{zz} festgelegt. Damit erhält man für die Energieeigenwerte:

$$\begin{aligned} E_m = \langle I_m | H_Q | I_m \rangle &= \frac{1}{4} (-1)^{I-m} \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -m & 0 & m \end{pmatrix} eQ V_{zz} \\ &= \frac{eQ V_{zz}}{4I(2I-1)} (3m^2 - I(I+1)) \end{aligned} \quad (9)$$

Führt man die Quadrupolwechselwirkungsfrequenz (10)

$$\omega_Q = \frac{eQ V_{zz}}{4I(2I-1)\hbar} \quad \text{ein,}$$

so erhält man eine in $\pm m$ entartete, nicht äquidistante Aufspaltung des Zwischenzustandes

$$\Delta E_m = 3(m^2 - m'^2) \hbar \omega_Q \quad (11)$$

Der kleinsten auftretenden Energiedifferenz wird die Grundfrequenz ω_0 zugeordnet, wobei gilt:

$$\omega_0 = \begin{cases} 3\omega_Q & \text{für } I \text{ ganzzahlig} \\ 6\omega_Q & \text{für } I \text{ halbzahlig} \end{cases} \quad (12)$$

Es ist üblich, als Maß für die Stärke der Quadrupolwechselwirkung die vom Kernspin unabhängige Quadrupolkopplungskonstante ν_Q einzuführen:

$$\nu_Q = \frac{e^2 q Q}{h} = \frac{10}{3\pi} \omega_0 \quad (\text{für } I=5/2) \quad (13)$$

Dabei wurde an Stelle von V_{zz} die gebräuchliche Bezeichnung eq verwendet.

b) nichtaxialsymmetrischer EFG

Im Falle eines nichtaxialsymmetrischen elektrischen Feldgradienten, d.h. $\eta \neq 0$, weist der elektrische Feldgradiententensor im Hauptachsensystem auch Nichtdiagonalelemente auf. Diese zusätzlichen Matrixelemente sind gegeben durch:

$$\langle I_m | H_Q | I_{m+2} \rangle = \hbar \omega_Q \cdot \frac{\eta}{2} \sqrt{(I-m-1)(I-m)(I+m+1)(I+m+2)} \quad (14)$$

und

$$\langle I_m | H_Q | I_{m-2} \rangle = \hbar \omega_Q \cdot \frac{\eta}{2} \sqrt{(I+m-1)(I+m)(I-m+1)(I-m+2)}$$

Damit läßt sich die Wechselwirkungsmatrix für den Fall $I=5/2$ in folgender Form schreiben:

$$\langle I_m | H_Q | I_{m'} \rangle = \hbar \omega_Q \cdot \begin{pmatrix} 10 & 0 & \eta\sqrt{10} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -2 & 0 & \eta\sqrt{18} & 0 & 0 \\ \eta\sqrt{10} & 0 & -8 & 0 & \eta\sqrt{18} & 0 \\ 0 & \eta\sqrt{18} & 0 & -8 & 0 & \eta\sqrt{10} \\ 0 & 0 & \eta\sqrt{18} & 0 & -2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \eta\sqrt{10} & 0 & 10 \end{pmatrix} \quad (15)$$

Die Diagonalisierung der nichtdiagonalen Matrix liefert für den Spin $I=5/2$ die Säkulargleichung (LucE 69):

$$\left(\frac{E}{\hbar\omega_Q}\right)^3 - 28 \frac{E}{\hbar\omega_Q} (\eta^2 + 3) + 160 (\eta^2 - 1) = 0 \quad (16)$$

aus der sich die Energieeigenwerte bestimmen lassen (GerW 69).

$$\begin{aligned} E_{\pm 5/2} &= 2\alpha\hbar\omega_Q \cos \frac{1}{3} \arccos \beta \\ E_{\pm 3/2} &= -2\alpha\hbar\omega_Q \cos \frac{1}{3} (\pi + \arccos \beta) \\ E_{\pm 1/2} &= -2\alpha\hbar\omega_Q \cos \frac{1}{3} (\pi - \arccos \beta) \end{aligned} \quad (17)$$

mit $\alpha = \sqrt{\frac{28}{3}(3+\eta^2)}$ und $\beta = \frac{80(1-\eta^2)}{\alpha^3}$

Für Kernspins $I > 5/2$ lassen sich die Energieeigenwerte nur noch numerisch bestimmen.

In Abb. 1 sind die Energieeigenwerte in Abhängigkeit vom Asymmetrieparameter η dargestellt.

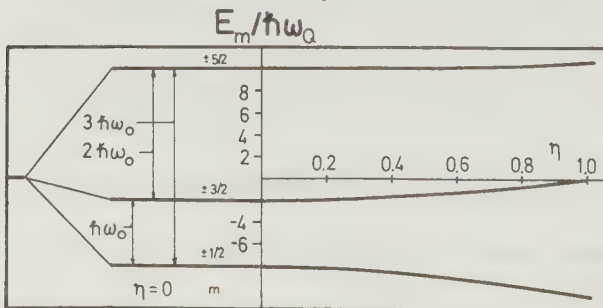


Abb. 1 Elektrische Quadrupolaufspaltung eines $I=5/2$ Zustandes bei nichtaxialsymmetrischem EFG

Aus Abb. 1 ist ersichtlich, daß die Übergangsfrequenzen, die für $\eta=0$ im ganzzahligen Verhältnis zueinander standen, $(\omega_n = n\omega_0, n=1,2,3)$ für $\eta \neq 0$ nicht mehr kommensurabel sind. Daraus ergeben sich aperiodische Muster in den Zeitspektren der gestörten Winkelkorrelation.

3. Experimentelle Methoden zur Bestimmung der Quadrupolkopplungskonstanten

3.1 Überblick

Elektrische Feldgradienten in Festkörpern werden stets über die Messung des Quadrupolkopplungstensors eines Kernzustandes bestimmt. Dies ist sowohl mit festkörperphysikalischen als auch kernphysikalischen Methoden möglich. Die Messung des Vorzeichens des EFG erfordert jedoch im allgemeinen einen polarisierten Kernzustand in einem Einkristall. Bei den meisten Messungen werden nur der Betrag der Kopplungskonstanten und der Asymmetrieparameter η bestimmt.

Während die Methoden der Festkörperphysik wie NMR, ESR, NQR (HewT 62) und die Messung der spezifischen Wärme (GreK 71) normalerweise makroskopische Probenmengen benötigen, sind die kernphysikalischen Methoden wie Mößbauereffekt (WegH 66), der Kern-Hall-Effekt (KreN 76) oder die Winkelkorrelation bzw. -verteilung in hohem Maße sensitiv auf die unmittelbare Sondenkernumgebung, so daß sie schon mit einer etwa 10 Größenordnungen kleineren Sondenkernkonzentration auskommen.

Letztere Methoden bieten weiterhin die Möglichkeit, auch an Kernen zu messen, die den Grundzustandsspin 0 oder 1/2 besitzen, sowie in Metallen, wo häufig Schwierigkeiten infolge des Skineffektes auftreten. Ein ausführlicher Überblick über Meßmethoden sowie experimentelle Daten ist bei Lucken zu finden (LucE 69). Im folgenden soll auf die in dieser Arbeit verwendete Meßmethode, die zeitlich differentielle Beobachtung der gestörten γ - γ -Winkelkorrelationsmessung (TDPAC), näher eingegangen werden. Eine sehr ausführliche quantenmechanische Darstellung ist in (FraS 65) oder (SteA 75) gegeben.

3.2 γ - γ -Winkelkorrelation

3.2.1 Qualitative Beschreibung

Die Emission der γ -Strahlung eines Kernes beim Übergang vom Zustand $|I, m\rangle$ zum Zustand $|I_f, m_f\rangle$ erfolgt isotrop, wenn bezüglich einer beliebig gewählten Quantisierungsachse (z-Achse) alle m-Unterzustände gleich besetzt sind. Dies ist normalerweise bei radioaktiven Präparaten erfüllt.

Diese isotrope Winkelverteilung ist dabei eine Überlagerung der einzelnen, im allgemeinen anisotropen Komponenten des γ -Übergangs, die durch den Drehimpuls L und die Differenz der m-Quantenzahlen $M = m - m_f$ bestimmt sind. Wird die Gleichbesetzung der m-Unterzustände aufgehoben, so wird die beobachtete Winkelverteilung im allgemeinen anisotrop.

Es gibt mehrere Möglichkeiten, diese Ungleichbesetzung zu verwirklichen:

- a) Kernorientierung bei tiefen Temperaturen
- b) Anregung des Kernzustandes durch eine Kernreaktion am Teilchenbeschleuniger
- c) Bestimmung der Richtung des γ -Quants, das den angeregten Zustand bevölkert.

Für die Methode der gestörten γ -Winkelverteilung werden die beiden letztgenannten Möglichkeiten verwendet. Da alle Messungen an radioaktiven Präparaten durchgeführt wurden, beschränkt sich die folgende Beschreibung auf die γ - γ -Winkelkorrelation.

Besitzt der Zwischenzustand $|I, m\rangle$ eine Lebensdauer τ , so treten Wechselwirkungen zwischen den am Kernort wirkenden elektromagnetischen Feldern und den entsprechenden Kernmomenten des Sondenkerns auf.

Durch diese Wechselwirkung kommt es zu Übergängen zwischen den m-Untersuständen. Erfolgt diese Umbo- setzung periodisch während der Lebensdauer, erhält man eine charakteristische Veränderung der beobachte- ten γ - γ -Winkelkorrelation. Aus der Frequenz dieser Modulation lassen sich bei bekannten Kernmomenten Rückschlüsse auf die Störfelder ziehen.

3.2.2 Quantitative Beschreibung bei kristalliner Probenstruktur

Die Winkelkorrelation bei polykristalliner Proben- struktur läßt sich in folgender Form darstellen:

$$W(\Theta, t) = \sum_k A_k(1) A_k(2) G_{kk}(t) P_k(\cos \Theta) \quad (18)$$

$A_k(1)$ und $A_k(2)$ sind dabei die Winkelkorrelations- koeffizienten, die vom Kernspin der beteiligten Kern- zustände, den Multipolaritäten und dem Mischungsverhält- nis δ der γ -Strahlung der entsprechenden Kaskade ab- hängen. Sie liegen tabelliert vor (FerR 54, WapN 59). Der Winkel Θ im Legendre-Polynom $P_k(\cos \Theta)$ beschreibt den Winkel zwischen der Quantisierungsachse und der Emissionsrichtung des zweiten γ -Quants der Kaskade. Im allgemeinen wird durch die Beobachtung des ersten γ -Übergangs der Kaskade die Quantisierungsachse fest- gelegt. Der zeitabhängige Störfaktor $G_{kk}(t)$ beschreibt dabei die Wechselwirkung. Für den Fall der elektrischen Quadrupolwechselwirkung mit axialsymmetrischem elektri- schen Feldgradienten hat der Störfaktor folgende Form (FraS 65):

$$G_{kk}(t) = \sum_n s_{kn} \cos(n\omega_0 t) \quad (19)$$

wobei $s_{kn} = \sum_{mm'} \begin{pmatrix} I & I & k \\ m & m' & m-m' \end{pmatrix}^2$ mit $|m^2 - m'^2| = \begin{matrix} n & \text{für } I \text{ ganz-} \\ & \text{zählig} \\ 2n & \text{für } I \text{ halb-} \\ & \text{zählig} \end{matrix}$

Die in Gl. (11, 12) definierte Grundfrequenz ω_0 und deren ganzzahlige Vielfache $n\omega_0$ überlagern sich zu einem für den Kernspin charakteristischen "Quadrupol-Pattern".

Für den allgemeinen Fall eines nicht axialsymmetrischen Feldgradienten besitzt die Störfunktion folgende Form:

$$G_{kk}(t) = \sum_n s_{kn}(\eta) \cos(\omega_n(\eta)t) \quad (20)$$

Im Gegensatz zum axialsymmetrischen Fall hängen sowohl die Übergangsfrequenzen als auch die Amplituden s_{kn} vom Asymmetrieparameter η ab. Weiterhin stehen jetzt die Übergangsfrequenzen nicht mehr in einem ganzzahligen Verhältnis zueinander, was eine aperiodische Störfunktion $G_{kk}(t)$ zur Folge hat (Ausnahme $\eta=1$).

In Abb. 2 ist die Störfunktion $G_{22}(t)$ für den Kernspin $I=5/2$ für einige verschiedene η -Werte dargestellt.

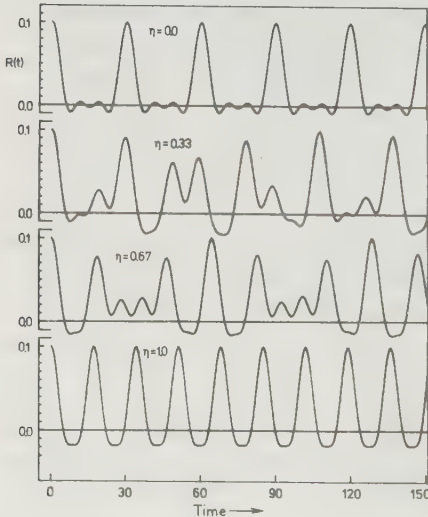


Abb. 2

Störfunktion $R(t)$ einer polykristallinen Probe für den Kernspin $I=5/2$ für verschiedene Asymmetrieparameter η .
($A_{22}=0.1$)

3.2.3 Frequenzverteilungen

Die Annahme, daß an allen Gitterplätzen eines Kristalles der gleiche Feldgradient herrscht, ist natürlich eine Idealisierung, die in einem realen Kristall nicht verwirklicht ist. Hier wird sich stets ein Teil der Sondenkerne in der Nähe von Gitterfehlern (Leerstellen, Versetzungen, Korngrenzen usw.) befinden. Der daraus resultierende EFG wird von dem des ungestörten Gitters abweichen und läßt sich in der Störfunktion berücksichtigen.

$$\overline{G_{kk}}(t) = \frac{\int G_{kk}(t, \omega) P(\omega) d\omega}{\int P(\omega) d\omega} \quad (21)$$

Die Verteilungsfunktion $P(\omega)$ hängt dabei stark vom untersuchten System und der Art der Präparateherstellung ab. Eine Berechnung der Verteilungsfunktion $P(\omega)$ bereitet selbst bei bekannter Defektkonfiguration große Schwierigkeiten. Bei einem wenig gestörten Gitter lassen sich die experimentellen Daten hinreichend gut durch die Annahme einer gaußförmigen Verteilung der Breite δ um die Frequenz ω_0 des ungestörten Gitters beschreiben.

$$P_G(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta} \exp\left[-(\omega - \omega_0)^2 / 2\delta^2\right] \quad (22)$$

Mit der Verteilungsfunktion $P_G(\omega)$ läßt sich der Störfaktor $\overline{G_{kk}}(t)$ für den axialsymmetrischen Fall explizit angeben:

$$\overline{G_{kk}}(t) = \sum_{n=0}^{2k-1} s_{kn} \exp\left[-\frac{1}{2}(n\delta t)^2\right] \cos(n\omega_0 t) \quad (23)$$

Die Verteilungsfunktion führt also zu einer Dämpfung des Störfaktors. Dabei bestimmt der Parameter δ die Halbwertsbreite der Verteilung.

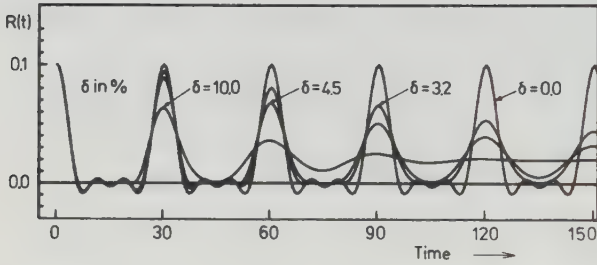


Abb. 3 $R(t) = A_{22}G_{22}(t)$ für verschiedene δ -Werte ($I=5/2$)

Für den nichtaxialsymmetrischen Fall ($\eta \neq 0$) läßt sich der Störfaktor folgendermaßen schreiben:

$$\overline{G}_{kk}(t) = \sum_{i=0}^{2k-1} s_{ki}(\eta) \exp\left[-\frac{1}{2}(\delta n_i(\eta)t)^2\right] \cos(\omega_i(\eta)t) \quad (24)$$

4. Eigenschaften von Antimon

4.1 Beschreibung der Gitterstruktur

Antimon ist ein Element der V. Hauptgruppe des Periodensystems und zählt ebenso wie Arsen und Wismut zu den Halbmetallen. Es schmilzt bei 631°C . Von den drei vorkommenden Modifikationen des Antimons sind zwei instabil (HolW 71; Gmel 49). Verwendet wurde bei den Messungen die stabile, zinnweiße, metallisch kristalline Modifikation (Raumgruppe $R\bar{3}m$, Punktlagen 2c).

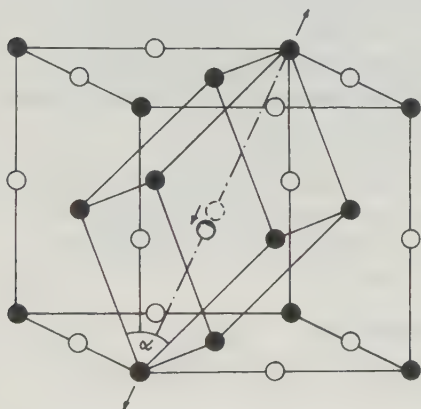


Abb. 4
Gitterstruktur von
Antimon

Abbildung 4 zeigt die Entstehung der Gitterstruktur aus einem einfachen fcc Gitter durch zwei unabhängige Veränderungen. Diese bestehen in einer rhomboedrischen Verzerrung des Kubus entlang der Raumdiagonalen und einer kleinen Verschiebung des innenzentrierten Atoms des Rhomboeders entlang der $[111]$ -Richtung (Raumdiagonale des Rhomboeders), wodurch der Parameter $u = 0.233$ (BarC 63) von $u_{\text{Kubus}} = 0.25$ abweicht.

Zu ist dabei der kleinste Abstand zweier benachbarter Atome entlang der $[111]$ -Richtung in Einheiten der rhomboedrischen Raumdiagonalen. Die Dehnung entlang der Raumdiagonalen bewirkt eine Verengung des Winkels α , vom kubischen Wert $\alpha = 60^\circ$ auf den Wert $\alpha = 57^\circ 6.5'$ (BarC 63).

Für die isostrukturellen Gitter von Arsen und Wismut ergeben sich die Werte

$$\text{As: } u = 0.226; \quad \alpha = 54^\circ 10' \quad (\text{WycR } 60)$$

$$\text{und Bi: } u = 0.237; \quad \alpha = 57^\circ 14.2' \quad (\text{LucB } 62)$$

Die Hauptachse des EFG liegt in $[111]$ -Richtung. Da die $[111]$ -Achse eine dreizählige Drehinversionsachse ist, ergibt sich für den Asymmetrieparameter η an den regulären Gitterplätzen der Wert $\eta = 0$ (GerW 69).

Von Fremdatomen eventuell besetzte Zwischengitterplätze liegen ebenfalls auf dieser dreizähligen Achse, so daß man aus dem Asymmetrieparameter η keinen Aufschluß über die Lage des Sondenkernes erhält.

Im Sb-Gitter liegen zwei Bindungsarten vor:

- i) eine kovalente Bindung zwischen den Atomen einer Schicht, und
- ii) eine metallische Bindung zwischen benachbarten Schichten.

Die metallische Bindung ist ungerichtet, die Valenzelektronen sind frei beweglich und bedingen die Leitfähigkeit des Antimons.

4.2 Thermische Eigenschaften

Zur Berechnung des Gitteranteils des elektrischen Feldgradienten ist es nötig, die Gitterparameter und ihren Temperaturgang zu kennen. Aus der Messung der Lage der Bragg-Reflexe und der Bestimmung der Ausdehnungskoeffizienten ergeben sich die Gitterkonstanten und ihre Temperaturabhängigkeit. Die Änderung der Gitterparameter ist in Abb. 5 dargestellt.

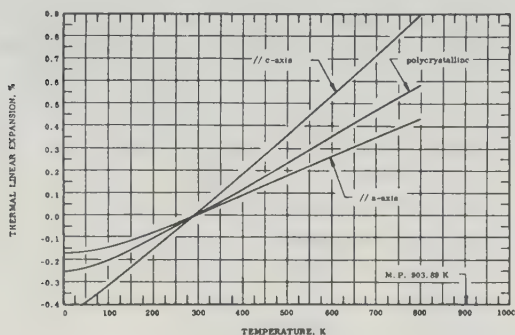


Abb. 5 Änderung der Gitterkonstanten als Funktion der Temperatur (entnommen aus TPRC)

Die Gitterkonstanten bei Raumtemperatur sind dabei:

$a = 4.2995 \text{ \AA}$; $c = 11.2515 \text{ \AA}$; $c/a = 2.6169$ (Gmel 49)

Aus Abb. 5 ist ersichtlich, daß der Gitteranteil des elektrischen Feldgradienten wegen des über den gesamten Temperaturbereich beinahe konstanten Verhältnisses c/a unabhängig von der Temperatur wird (TayH 63).

5. Experiment

5.1 Eigenschaften des Sondenkernes ^{111}Cd

Als Sondenkern diente ^{111}Cd , das durch Elektroneneinfang aus dem Mutterisotop ^{111}In entsteht.

Die Mutteraktivität wurde entweder in Form HCl-saurer $^{111}\text{InCl}_3$ -Lösung (Firma Amersham-Buchler GmbH, Braunschweig) bezogen oder durch die Reaktion $^{109}\text{Ag}(\alpha, 2n)$ ^{111}In am Zyklotron des Kernforschungszentrums Karlsruhe hergestellt. E_α betrug dabei etwa 35 MeV, das Stromintegral $3 \cdot 10^4 \mu\text{As}$ bei einem mittleren Strahlstrom von $10 \mu\text{A}$.

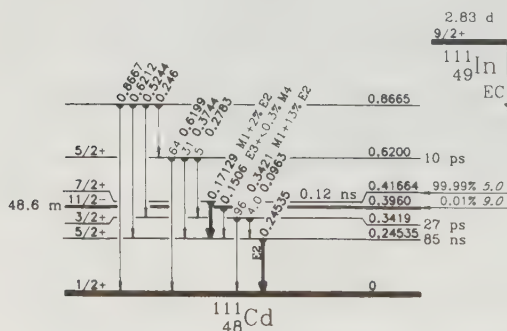


Abb. 6 Zerfallsschema des Sondenkernes ^{111}Cd
(aus LedS 78)

Die zur Winkelkorrelationsmessung verwendete γ - γ Kaskade ist in Abb. 6 zu erkennen (dick eingezeichnete Übergänge).

Die verwendeten γ -Übergänge besitzen die Energie $E_{\gamma 1} = 171.3 \text{ keV}$ und $E_{\gamma 2} = 245.4 \text{ keV}$. Das isomere

Zwischenniveau mit dem Spin $I=5/2$ hat eine Halbwertszeit von 85 nsec und ein elektrisches Quadrupolmoment $Q = 0.77 (12)$ barn (RagR 73; WitW 76).

Aus der verwendeten Spinfeldge und den Multipolaritäten lassen sich die Winkelkorrelationskoeffizienten bestimmen.

$$\begin{aligned} A_{22} &= A_2(1)A_2(2) = -0.179 \\ A_{44} &= A_4(1)A_4(2) = -0.0015 \end{aligned} \quad (25)$$

Da A_{44} kleiner als die experimentell erreichbare Genauigkeit ist, läßt sich die Summation in der Winkelkorrelation (Gl. 18) auf $k_{\max} = 2$ beschränken und man erhält die einfache Winkelkorrelation für ^{111}Cd :

$$W(\Theta, t) \approx 1 + A_{22}G_{22}(t)P_2(\cos\Theta) \quad (26)$$

5.2 Probenherstellung

Es wurden Sb-Proben auf zwei grundsätzlich verschiedene Arten hergestellt:

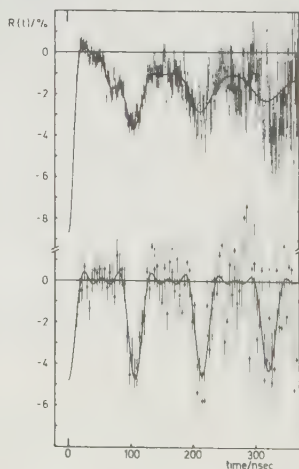
a) durch Implantation

Als Target zur Implantation diente ein etwa 1 mm dickes Sb-Scheibchen ($\varnothing$ 6 mm) (chemische Reinheit 99.9999 %, Firma Fluka AG). Die radioaktiven ^{111}In -Kerne wurden mit Hilfe des Konstanzer Ionenimplantators in das polykristalline Sb-Wirtsgitter eingebracht. Zu diesem Zweck wurde die gelieferte wässrige $^{111}\text{InCl}_3$ -Lösung eingedampft, der Salzlückstand in der Beschleunigerquelle dissoziiert und die radioaktiven ^{111}In -Kerne nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung von 300 kV in das Sb-Target bei Raumtemperatur implantiert. Aus der Anfangsaktivität von etwa 10 μCi läßt sich eine In-Konzentration der Größenordnung 10^{-9} abschätzen. Nach der Implantation wurde die Sb-Probe in einem Mörser zerkleinert und in ein evakuiertes Duranglasrohr eingeschmolzen.

Es hat sich gezeigt, daß bei einer Temperung der Proben über mehrere Stunden bei ca. 350°C die Amplitude deutlich größer wird. Die beobachteten Frequenzen stimmen innerhalb der Meßgenauigkeit überein.

Abb. 7

Zeitspektren direkt nach der Implantation (oben) und nach dem Temperprozeß (unten). Die Meßtemperatur betrug in beiden Fällen 77 K.

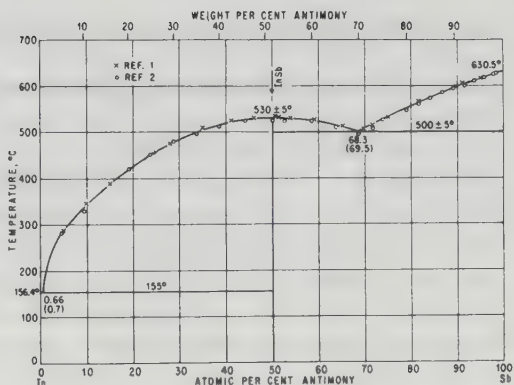


b) durch Aufelektrolysieren und Zusammenschmelzen

Das zur Elektrolyse verwendete radioaktive $^{111}\text{InCl}_3$ wurde entweder direkt als $^{111}\text{InCl}_3$ erworben (Firma Amersham Buchler, Braunschweig), oder über eine $^{109}\text{Ag} (\alpha, 2n) ^{111}\text{In}$ Reaktion am Zyklotron des Kernforschungszentrums Karlsruhe und nachfolgende chemische Abtrennung des radioaktiven ^{111}In als $^{111}\text{InCl}_3$ mit einem pH-Wert von ca. 3-4 hergestellt. Das radioaktive ^{111}In wurde durch Elektrolyse aus der $^{111}\text{InCl}_3$ -Lösung auf die Kathode gebracht. Als Kathode wurde sowohl direkt Sb als auch Ag-, Cd-, In- und Sn-Folien verwendet. Die Folien mit der aufelektrolysierten ^{111}In -Aktivität wurden zusammen mit Antimon in verschiedenen stöchiometrischen Verhältnissen unter Argonatmosphäre (~ 200 Torr), um mögliche Oxidation zu verhindern, zusammengeschmolzen und aus der Schmelze auf Raumtemperatur abgeschreckt. Dieser quenching-Prozeß ist notwendig, um eine "feste Lösung" von radioaktivem ^{111}In und der inaktiven Beimischung im Wirtsgitter Sb zu erreichen, da sich Ag, Cd, In und Sn in den kleinen verwendeten Gewichtskonzentrationen ($0 \leq X \leq 5$ Gewichtsprozent) aufgrund der Phasendiagramme in Antimon nicht lösen. Abb. 8 zeigt als Beispiel das Phasendiagramm des Systems In-Sb. Eine detaillierte Beschreibung der Herstellung der radioaktiven $^{111}\text{InCl}_3$ -Lösung sowie des quenching-Prozesses ist z.B. bei (FreU 79) oder (FreH 79) zu finden.

Abb. 8

Phasendiagramm
für In-Sb
(entnommen aus
(HanA 58))

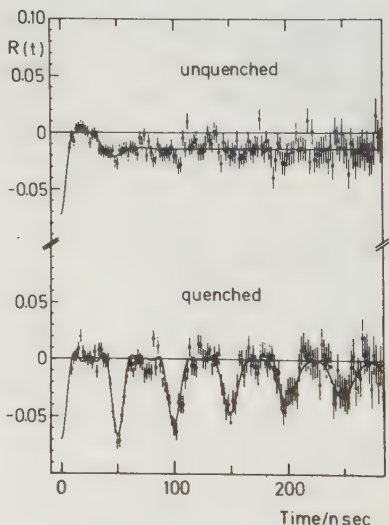


Eine Autoradiographie lieferte keinerlei Hinweis
auf eine Ausscheidung von ^{111}In -Inseln.

Zusammengeschmolzene, nichtabgeschreckte Proben zeigen kein
Modulationsmuster mit einer scharfen Modulationsfrequenz,

Abb. 9

Zeitspektren für nicht-
abgeschreckte (oben) und
abgeschreckte Proben
 $\text{Sb}_{1-x}\text{In}_x$ ($x=0.005$)
(beide Proben wurden
getempert)



sondern die für eine Feldgradientenverteilung typische Struktur, für die die Amplitude innerhalb kurzer Zeit den hard-core-Wert erreicht.

Die abgeschreckten Proben wurden ebenfalls im Mörser zerkleinert und wie oben beschrieben in Duranglasrohre eingeschmolzen und anschließend getempert, um die beim Abschrecken erzeugten Gitterdefekte auszuheilen.

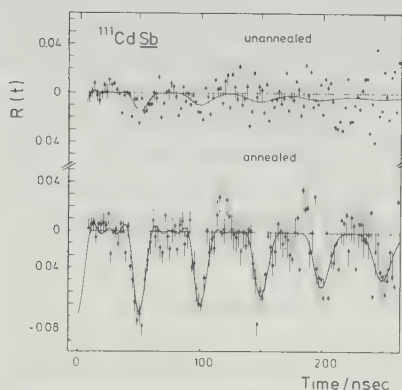


Abb. 10

Zeitspektren einer
ungetemperten Probe
 $\text{Sb}_{1-x}\text{In}_x (x=0.005)$

Um Informationen über die während des quenching-Prozesses erzeugten Gitterdefekte zu erhalten, wurde ein isochrones annealing-Programm durchgeführt. Man beobachtet im Temperaturbereich $T \leq 400$ K nur eine kleine effektive Amplitude, da lediglich ein kleiner Teil der Sondenkerne vom Feldgradienten des regulären Gitters beeinflusst wird. Im Bereich um $T \approx 500$ K werden die Gitterdefekte beweglich und können von den Sondenkernen eingefangen werden, wodurch die Modulationsamplitude verschwindet. Für Temperaturen $T \geq 700$ K bricht diese Bindung zwischen Sondenkern und Gitterdefekt auf und eine relativ große Anzahl von Sondenkernen ist dem Einfluß des ungestörten Gitterfeldgradienten ausgesetzt.

Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei (PecU 79) oder (BarB 80c).

5.3 Meßanordnung und Nachweiselektronik

Eine schematische Darstellung der für die TDPAC-Experimente verwendeten Meßanordnung ist zusammen mit der Nachweiselektronik in Abb. 11 gezeigt.

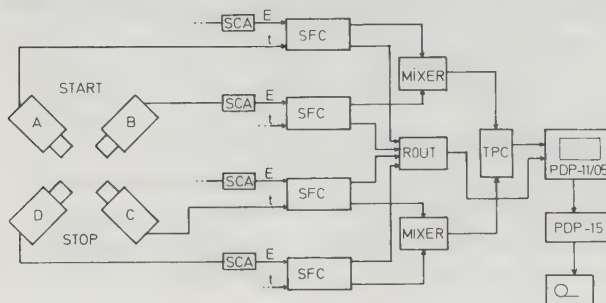


Abb. 11 Meßanordnung und Prinzipschaltbild

Es handelt sich um eine gewöhnliche 4-Zähler-Apparatur, die in der Literatur (HaaS 73) ausführlich dargestellt ist. Die 4 Detektoren sind dabei in einer Ebene in der üblichen $\pi/2$, π -Geometrie angeordnet, um die maximale Anisotropie der γ -Strahlung auszunützen.

Die Einstellung der gewünschten Proben­temperatur erfolgte unterhalb Raumtemperatur durch direkten Kontakt des Glasrohres, in dem sich die Proben befanden, mit der Kühlflüssigkeit (flüssiger Stickstoff, festes Kohlendioxid in Methanol, Eiswasser) im Dewargefäß. Bei Messungen oberhalb Zimmertemperatur erfolgte die Einstellung der Temperatur durch Heizen eines Silnit-Heizrohres (Firma Friedrichsfeld, Meitingen) mit entsprechender

Regelung, in dem sich die Probe befand. Die Temperatur wurde durch Chromel-Alumel Thermoelemente, die Kontakt mit dem Glasrohr der Probe hatten, geregelt und mittels Digitalvoltmeter oder Analogschreiber überwacht. Die Temperaturkonstanz war bis auf wenige Ausnahmen besser als 7 K.

Zum Nachweis der von den Sondenkernen ausgesandten γ -Strahlung und zur Verarbeitung der Signale diente die übliche, bei γ - γ Winkelkorrelationsexperimenten verwendete Meßelektronik. NaJ(Tl)-Detektoren liefern beim Nachweis eines γ -Quants ein energieproportionales Signal (E) und ein zeitproportionales Signal (t), das den Zeitpunkt des γ -Zerfalls festlegt. Aus den Energiesignalen wählt man mit Hilfe von Einkanaldiskriminatoren (SCA) diejenigen Signale aus, die von den entsprechenden γ -Quanten der Kaskade erzeugt werden und bringt sie mit den geeignet verzögerten Zeitsignalen zur Koinzidenz (SFC).

Die Koinzidenzsignale von A und B ($E_{\gamma 1}=171$ keV) werden gemixt (Mixer) und starten einen Zeit-Impulshöhen-Wandler (TPC). Die Koinzidenzsignale von C und D, die die Energie- und Zeitinformation des zweiten γ -Quants der Kaskade tragen, stoppen den TPC. Die analogen Ausgangssignale des TPC enthalten also die Information über den zeitlichen Abstand und die Häufigkeit der Ereignisse. Ein Routingsystem sorgt dafür, daß die Signale entsprechend der möglichen Start-Stop-Kombination der vier Zähler in verschiedene Bereiche eines Vielkanalanalysators (in diesem Fall PDP 11/05) eingelesen und abgespeichert werden. Die Weiterverarbeitung der Daten erfolgt mit Hilfe eines Lochstreifenstanzers an einer PDP 15.

5.4 Datenauswertung

Die im Experiment beobachtete Größe, die Koinzidenzzählrate zwischen zwei Detektoren unter dem Winkel Θ , läßt sich als Funktion der Zeit t nach der Bevölkerung des isomeren Niveaus in folgender Form ausdrücken:

$$N(\Theta, t) = N_0 e^{-t/\tau} W(\Theta, t) + U_0 \quad (27)$$

τ ist dabei die Lebensdauer des Zwischenniveaus. Der konstante Untergrund U_0 rührt von den zufälligen Koinzidenzereignissen her und wird vor der Auswertung von den Spektren subtrahiert.

Im Experiment wurden je zwei Spektren mit Detektorstellungen von 90° zueinander und je zwei Spektren von 180° zueinander aufgenommen.

Bezeichnet man die Koinzidenzzählraten der $\pi/2$ -Koinzidenzen (Bild 11) mit N_{AD} und N_{BC} , die der π -Koinzidenzen mit N_{BD} und N_{AC} , so läßt sich der interessierende Störfaktor $G_{22}(t)$ näherungsweise erhalten:

$$R(t) = \frac{2}{3} \left[\left(\frac{N_{AC} N_{BD}}{N_{AD} N_{BC}} \right)^{1/2} - 1 \right] \approx A_{22} G_{22}(t) \quad (28)$$

Betrachtet man die einzelnen Beiträge zu den jeweiligen Koinzidenzzählraten, so erkennt man sofort den Vorteil einer 4-Zähler-Apparatur. Da sich die Nachweiswahrscheinlichkeiten der einzelnen Zähler und die Raumwinkel in obiger Gleichung herauskürzen, muß keine besondere Sorgfalt beim Zentrieren der Probe aufgewendet werden. Man erhält

$$R(t) = \frac{2}{3} \left[\frac{W(\pi, t)}{W(\pi/2, t)} - 1 \right] \quad (29)$$

Aus Gl. (29) erhält man mit Gl. (26)

$$R(t) = \frac{2}{3} \left[\frac{1 + A_{22} G_{22}(t) - 1 + \frac{1}{2} A_{22} G_{22}(t)}{1 - \frac{1}{2} A_{22} G_{22}(t)} \right] \approx A_{22} G_{22}(t) \quad (30)$$

wegen $A_{22} \ll 1$

Dem Modulationsspektrum $R(t)$ wurde mit einem least-squares-Fit eine Funktion der Form

$$R(t) = A_{22} G_{22}(t) = A_{22}^{\text{eff}} \left[s_{20} + \sum_{i=1}^3 s_{2i}(\eta) \left\{ \exp - \frac{1}{2} [\delta n_i(\eta)(t-t_0)]^2 \right\} \cdot \cos \omega_i(\eta)(t-t_0) \right] \quad (31)$$

angepaßt.

Dem Fit entnimmt man die Quadrupolkopplungskonstante V_Q , die effektive Anisotropie A_{22}^{eff} sowie den Dämpfungsparameter δ . Dabei weicht A_{22}^{eff} infolge der endlichen Raumwinkel der Detektoren vom theoretischen Wert A_{22} ab. Typische verwendete Abstände zwischen Probe und Detektor von ca. 5 cm ergeben für die verwendeten Zähler eine Raumwinkelkorrektur (Feif 55) $A_{22} = A_{22}^{\text{eff}}/0.75$.

6. Meßergebnisse und Diskussion

6.1 Bekannte Messungen in Sb

In der Literatur sind mehrere Messungen der Quadrupolwechselwirkung im Halbmetall Sb mit verschiedenen Sondenkernen bekannt. Allerdings wurde in den meisten Fällen die Temperaturabhängigkeit des EFG nicht untersucht.

Messungen von Lis et al. (LisN 77) und Frey et al. (FreH 79) mit dem Sondenkern ^{111}Cd zeigen eine $T^{3/2}$ Abhängigkeit mit einem Steigungsparameter $B=3.1 \cdot 10^{-5} \text{K}^{-3/2}$, der vom Wert des Steigungsparameters im reinen System $^{121}, ^{123}\text{SbSb}$ (HewW 63) um etwa den Faktor 2.3 abweicht, obwohl die Massen des Sondenkernes und des Wirtsgitters nicht sehr verschieden sind. Die beobachteten Unterschiede sind möglicherweise auf verschiedenartige chemische Bindung und damit auf unterschiedliche Phononenspektren zurückzuführen, außerdem müssen wohl Verzerrungen der Leitungsbänder in der unmittelbaren Sondenkernumgebung in Betracht gezogen werden (SauG 73).

Eine Zusammenstellung aller bekannten Messungen ist in Ref. (KauV 79) zu finden.

In Tabelle 1 sind alle mit dem Sondenkern ^{111}Cd erzielten Ergebnisse aufgeführt.

Man erkennt, daß die Werte für die Kopplungskonstante zum Teil recht drastisch voneinander abweichen. Diese Diskrepanzen sind möglicherweise auf die unterschiedliche Probenpräparation zurückzuführen.

Tabelle 1

Quadrupolwechselwirkung für das System $^{111}\text{CdSb}$ bei Raumtemperatur

Autoren	ν_Q/MHz	In-Konzentration x/%	Bemerkungen	$-B/K^{-3/2}$
Haas et al. (HaaS 73)	70.7(-)	"0" implantiert	Mutteraktivität ^{111}In	-
Lis et al. (LisN 77)	109.2(1.5)	0.05	Mutteraktivität ^{111}In	$3.16 \cdot 10^{-5}$
Frey et al. (FreH 79)	115.2(0.4)	0.5	Mutteraktivität ^{111}In	$3.11 \cdot 10^{-5}$
Haas et al. (HaaM 80)	77.0(2.0)	"0" implantiert	48 min. Niveau im ^{111m}Cd	-

6.2 Interpretation der Zeitspektren

Nachfolgend sind die Ergebnisse der Untersuchungen am System $\text{Sb}_{1-x}\text{M}_x$ dargestellt ($M = \text{Ag}, \text{Cd}, \text{In}, \text{Sn}$). Die Beimischung M wurde dabei wie oben beschrieben in die Wirtsmatrix eingebracht. Die Konzentration x wurde für alle Zulegierungen im Bereich zwischen 0 und ~ 0.5 Gewichtsprozenten variiert. Für die Fälle Cd, In, Sn wurden auch Proben mit ~ 1 , ~ 3 und ~ 5 Gewichtsprozenten Beimischung untersucht.

Alle Messungen an diesem System führen zu ausgeprägten Modulationsspektren mit Amplituden zwischen 3 % und 10 %.

Abb. 12 zeigt zwei unter 90° und 180° aufgenommene TPC Spektren. Aus Darstellungsgründen wurden beide Spektren gegeneinander verschoben. Ein konstanter Untergrund ist abgezogen.

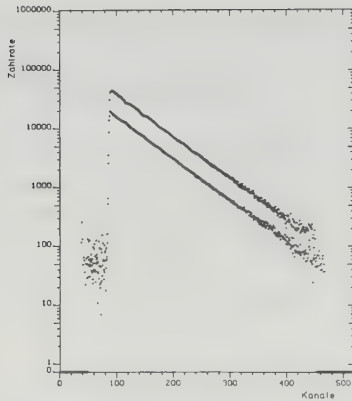


Abb. 12 Beispiel für zwei TPC Spektren, aufgenommen unter 90° und 180° für das System $\text{Sb}_{1-x}\text{In}_x$ ($x = 0.005$)

Die Abbildungen 13 - 16 zeigen eine Auswahl gemessener Zeitspektren für die vier untersuchten Systeme $\text{Sb}_{1-x}\text{M}_x$, die repräsentativ für alle Messungen sind. Die Meßtemperatur wurde im Bereich zwischen 77 K und 750 K variiert. Die durchgezogenen Kurven entsprechen den angepaßten Parametern, die das typische Muster für polykristalline Probenstruktur zeigen. Den Spektren der Abb. 14 und 15 wurden Fits mit einer Frequenz angepaßt. Dazu mußten die Meßpunkte der ersten 20 nsec nach dem Zeitnullpunkt weggelassen werden. In beiden Abbildungen ist außerdem die Konstante A_0 abgezogen, die diejenigen Sondenkerne repräsentiert, die entweder keine Wechselwirkung erfahren, oder aber eine so große Verteilung von Feldgradienten sehen, daß nach wenigen nsec die Amplitude auf den hard-core-Wert abgesunken ist.

In den Abbildungen 13 und 16 sind Fits mit zwei verschiedenen Quadrupolkopplungskonstanten durchgeführt, um auch die Meßpunkte der ersten nsec mit zu erfassen.

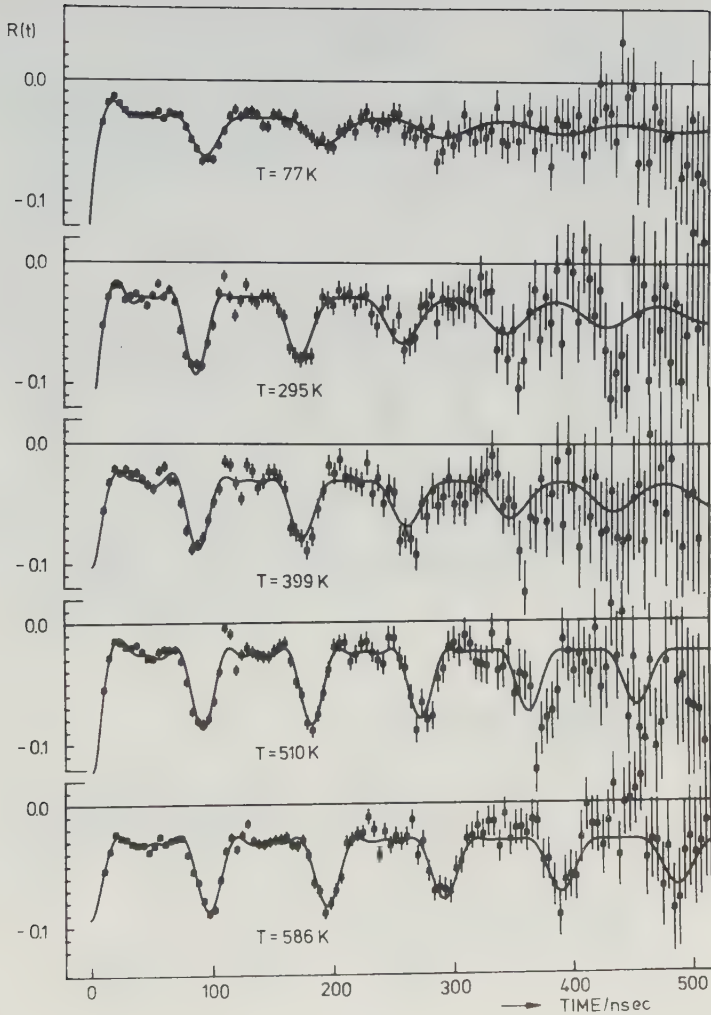


Abb. 13 Zeitspektren von ^{111}Cd im System $\text{Sb}_{1-x}\text{Sn}_x$
($x = 0.00022$)

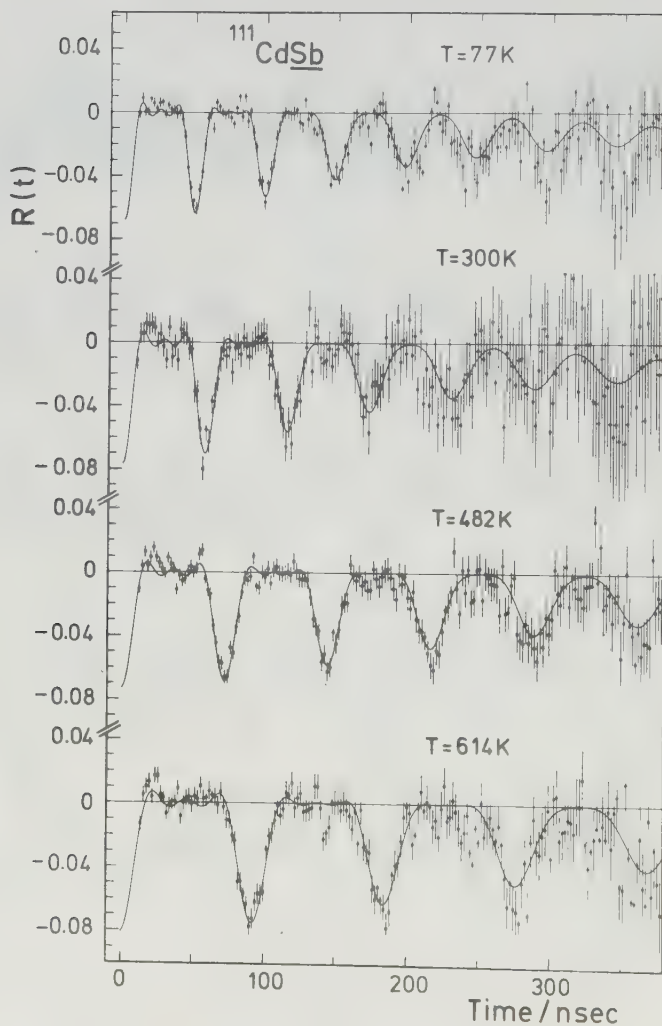


Abb. 14 Modulationsspektren $R(t)$ bei verschiedenen Temperaturen für ^{111}Cd im System $\text{Sb}_{1-x}\text{In}_x$ ($x = 0.005$) (entnommen aus (FreH 79))

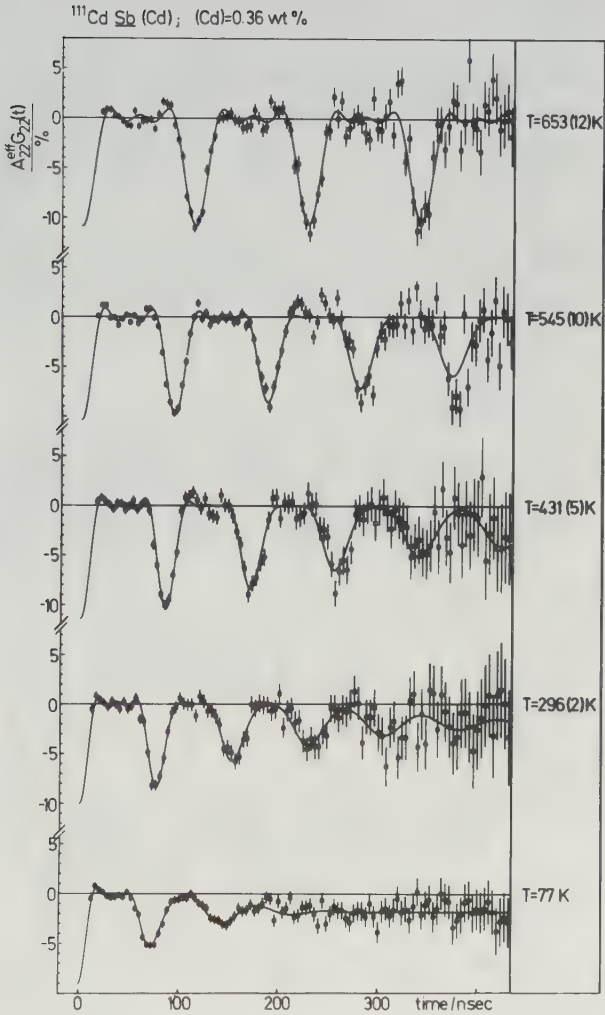


Abb. 15 Modulationsspektren von ^{111}Cd im $\text{Sb}_{1-x}\text{Cd}_x$
($x = 0.0036$) bei verschiedenen Temperaturen
(entnommen aus (FreP 80))

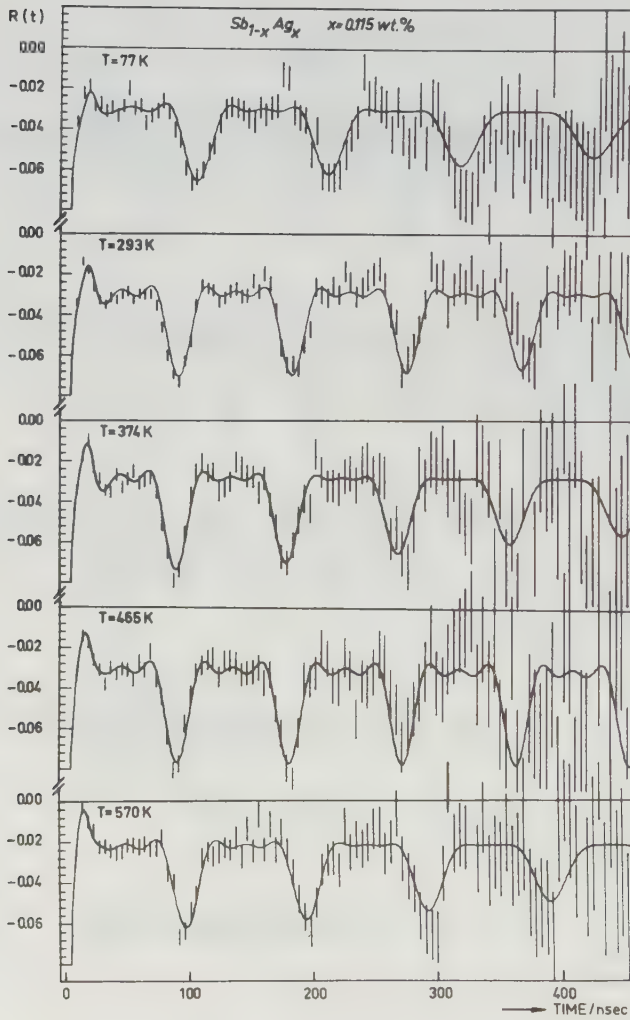


Abb. 16 Zeitspektren von ^{111}Cd für verschiedene Temperaturen im System $\text{Sb}_{1-x}\text{Ag}_x$ ($x = 0.00115$)

In den Tabellen 2 - 5 sind die aus den least-squares-fits der Modulationsspektren entnommenen Parameter für die verschiedenen Konzentrationen und Temperaturen der vier verschiedenen Impurities aufgelistet. Dabei wurde nur die Wechselwirkung, die von einheitlichen Sondenkernplätzen herrührt, berücksichtigt.

Die Fehlerangaben sind aus den statistischen Fehlern errechnet. Ein Strich bedeutet, daß der Parameter nicht variiert wurde. Bei Mehrfachmessungen wurde der Mittelwert verwendet.

Alle Spektren wurden mit dem Asymmetrieparameter $\eta=0$ angepaßt. Da jedoch die regulären Gitterplätze ebenso wie die beiden möglichen Zwischengitterplätze sich auf einer 3-zähligen Drehinversionsachse befinden, ist keine Entscheidung über den Sondenkernort im Sb-Gitter möglich. Hierzu wären Channeling-Experimente an Einkristallen hilfreich.

Aus den Anfangsamplituden ist ersichtlich, daß sich nicht alle Sondenkerne auf einem Platz im Sb-Gitter befinden, an dem ein einheitlicher Feldgradient herrscht.

Tab. 2: Fitparameter für verschiedene Konzentrationen x
im System $\text{Sb}_{1-x}\text{Sn}_x$

$x/\%$	Messung Nr.	T/K	ν_Q/MHz	$A_{22} / \%$	$\delta / \%$
0.022	5	77	67.9(1.2)	- 5.7(0.3)	6.0(1.2)
	1	293(2)	74.9(1.2)	- 7.5(0.4)	3.8(0.9)
	2	399(9)	74.1(1.3)	- 8.0(0.4)	2.6(1.2)
	3	509(5)	72.5(1.3)	- 7.8(0.3)	1.6(1.0)
	4	586(5)	67.4(1.2)	- 6.9(0.3)	1.9(1.0)
	6	709(6)	59.0(1.1)	- 5.3(0.7)	9.6(3.1)
0.064	2	77	78.5(1.9)	- 5.3(0.9)	12.6(3.8)
	1	293(2)	78.6(1.2)	- 7.3(0.4)	4.6(1.0)
	4	408(5)	75.5(1.1)	- 5.8(0.5)	3.5(1.8)
	3	586(5)	67.8(1.2)	- 6.5(0.4)	2.1(1.2)
	5	708(5)	59.0(1.1)	- 5.3(0.7)	-
0.156	6	295(2)	90.6(1.9)	- 7.6(0.5)	7.6(1.5)
	7	374(3)	83.5(1.9)	- 5.3(0.6)	4.6(1.6)
	5	378(3)	84.5(1.7)	- 8.1(0.5)	9.3(1.6)
	2	442(4)	80.1(1.4)	- 6.3(0.4)	5.5(1.4)
	3	504(5)	76.7(1.4)	- 7.1(0.4)	6.1(1.2)
	1	581(7)	71.4(1.0)	- 8.6(0.5)	4.6(1.5)
	4	670(6)	65.6(1.3)	- 6.9(0.5)	3.8(1.1)
1.48	3	77	140.6(2.0)	- 4.2(0.5)	3.5(1.0)
	4	295(2)	121.4(1.7)	- 3.9(0.3)	4.8(1.0)
	5	376(2)	113.2(1.8)	- 3.4(0.5)	3.5(1.9)
	1	494(9)	97.6(1.5)	- 2.7(0.2)	-
	2	592(10)	84.4(1.2)	- 4.2(0.3)	4.3(1.4)
	6	677(6)	72.2(1.1)	- 3.4(0.4)	3.7(2.1)
	7	781(4)	58.7(0.8)	- 7.0(0.4)	3.6(1.4)

Tab. 3: Fitparameter für verschiedene Konzentrationen x
im System $\text{Sb}_{1-x}\text{In}_x$

$x/\%$	T/K	ν_Q/MHz	$A_{22} / \%$	$\delta/\%$
implantiert "0"	77	62.5(0.3)	- 3.0(0.1)	-
	293(2)	71.1(0.4)	- 5.8(0.4)	2.2(1.1)
	371(3)	72.0(0.7)	- 3.9(0.3)	1.1(0.5)
	471(4)	72.7(0.5)	- 3.9(0.4)	-
	570(3)	67.6(0.3)	- 4.6(0.3)	1.2(-)
	667(4)	62.9(0.5)	- 5.6(0.8)	2.5(2.0)
	746(5)	56.2(0.6)	- 7.3(0.6)	2.0(1.5)
aufelektro- lysiert "0"	77	66.4(0.6)	- 9.9(0.5)	5.8(1.3)
	296(2)	73.0(0.2)	- 9.1(0.1)	-
	378(3)	73.3(0.2)	-10.0(0.3)	-
	393(3)	73.4(0.2)	-11.3(0.4)	-
	498(5)	72.1(0.3)	-11.4(0.4)	-
	623(7)	68.2(0.2)	-11.4(0.4)	-
0.05	77	74.7(0.9)	- 4.0(0.6)	7.1(1.8)
	195	76.9(0.6)	- 7.1(0.6)	9.4(2.8)
	298(2)	77.1(0.7)	- 9.0(1.2)	5.1(1.5)
	403(4)	76.1(0.4)	- 9.3(0.8)	3.0(0.6)
	488(5)	75.5(1.1)	- 9.4(1.0)	3.7(2.0)
	588(5)	67.7(1.0)	- 5.9(0.7)	4.0(4.0)
	593(5)	67.8(0.2)	- 7.7(0.4)	-
	678(3)	62.4(0.7)	- 5.0(0.6)	-
	742(8)	56.7(0.2)	- 8.6(0.4)	-
0.094	77	89.6(0.9)	- 9.2(1.6)	11.5(4.0)
	195	87.9(0.4)	- 9.6(0.1)	12.1(1.3)
	296(2)	83.9(0.3)	- 9.1(0.5)	6.6(1.1)
	368(1)	80.5(0.3)	-10.5(-)	6.2(0.9)
	412(3)	79.6(0.3)	- 8.0(0.4)	3.5(0.1)
	463(1)	77.4(0.3)	- 9.5(-)	4.1(1.0)
	523(1)	74.0(0.3)	- 7.7(0.3)	3.0(0.8)
	654(3)	65.0(0.3)	- 7.6(0.2)	-
	741(4)	58.3(0.4)	- 8.8(0.3)	-

Fortsetzung

Tab. 3: Fitparameter für verschiedene Konzentrationen x
im System $\text{Sb}_{1-x}\text{In}_x$

$x/\%$	T/K	ν_Q/MHz	$A_{22} \%$	$\delta/\%$
0.15	77	106.5(0.8)	- 8.7(0.7)	8.0(1.6)
	295(2)	93.5(1.0)	- 8.9(0.5)	7.3(1.6)
	344(4)	90.1(0.3)	- 9.9(0.4)	6.1(0.9)
	422(5)	83.3(0.5)	-11.9(0.8)	6.0(2.5)
	469(7)	80.1(0.4)	-12.0(0.4)	5.1(1.0)
	543(10)	71.0(0.4)	-10.8(0.4)	3.9(0.6)
	690(10)	59.5(0.2)	-11.6(0.5)	1.3(1.3)
0.5	77	135.7(0.3)	- 8.9(0.3)	3.7(0.4)
	195	126.0(0.4)	- 8.4(0.4)	3.5(0.4)
	300(2)	115.9(1.0)	-10.2(0.3)	4.2(0.5)
	366(5)	107.3(0.3)	- 8.8(0.3)	3.9(0.4)
	420(5)	100.8(0.3)	- 8.6(0.3)	4.1(0.5)
	449(5)	97.1(0.2)	- 9.8(0.3)	4.0(0.5)
	482(7)	93.0(0.2)	- 9.6(0.3)	3.4(0.4)
	514(7)	88.1(0.2)	- 9.1(0.3)	3.6(0.5)
	516(7)	88.0(0.3)	- 8.7(0.4)	3.1(0.4)
	533(10)	84.7(0.2)	-10.7(0.3)	3.7(0.5)
	614(10)	72.6(0.2)	-10.6(0.4)	3.1(0.4)
0.7	77	135.7(0.5)	- 5.4(0.4)	2.8(1.3)
	293(2)	115.3(0.3)	- 7.2(0.3)	3.4(0.9)
	404(6)	103.8(0.3)	-10.5(0.4)	3.4(0.7)
	493(6)	93.7(0.4)	- 8.9(0.4)	3.8(-)
	590(3)	78.7(0.2)	-10.3(0.4)	-
	711(6)	64.0(0.3)	-10.4(0.5)	4.3(2.0)

Tab. 4: Fitparameter für verschiedene Konzentrationen x
im System $\text{Sb}_{1-x}\text{Cd}_x$

(Werte entnommen aus (FreP 80))

$x/\%$	T/K	ν_Q/MHz	$A_{22} / \%$	$\delta/\%$
"0" nach Aus- fällung von CdSb	77	70.1(0.5)	-10.6(0.5)	6.1(2.4)
	273	74.6(0.4)	-11.9(0.5)	3.8(1.8)
	296(2)	74.4(0.3)	-11.2(0.3)	3.1(1.3)
	360(6)	74.8(0.3)	-10.7(0.3)	2.8(1.3)
	482(5)	71.9(0.2)	- 9.8(0.3)	0.8(0.9)
	641(8)	62.8(0.4)	- 9.1(0.6)	1.2(1.5)
	744(15)	54.0(0.4)	- 8.0(0.3)	2.6(1.9)
	751(9)	53.3(0.2)	-10.7(0.3)	1.9(1.2)
0.06	77	80.6(2.4)	- 7.9(0.6)	12.1(6.2)
	296(2)	79.0(0.2)	- 6.9(0.2)	5.0(1.8)
	476(4)	73.7(0.4)	- 6.7(0.3)	2.7(1.5)
	638(5)	64.9(0.5)	- 7.2(0.3)	2.2(1.7)
0.36	77	89.5(1.1)	-15.7(0.8)	11.7(5.7)
	296(2)	84.8(0.5)	-13.4(0.5)	5.4(2.0)
	431(5)	76.9(0.2)	-14.2(0.6)	3.5(1.5)
	545(10)	70.2(0.2)	-12.1(0.3)	2.7(1.2)
	653(12)	58.4(0.2)	-15.1(0.4)	1.1(1.1)
0.52	77	99.7(1.4)	- 4.5(0.5)	7.3(3.7)
	196	94.5(2.1)	- 6.6(1.1)	11.1(6.0)
	273	89.7(1.3)	- 4.8(0.5)	5.8(3.5)
	296(2)	87.7(0.8)	- 5.9(0.4)	4.4(2.3)
	326(2)	85.1(0.7)	- 5.1(0.3)	4.0(2.0)
	420(3)	80.0(0.9)	- 4.0(0.3)	2.2(2.1)
	484(5)	74.2(0.8)	- 4.9(0.4)	2.5(2.2)
	542(10)	71.5(0.5)	- 5.3(0.3)	0.8(1.4)
	639(10)	64.0(0.4)	- 6.0(0.3)	2.0(1.6)
	668(11)	61.3(0.4)	- 4.9(0.3)	1.4(1.8)

Fortsetzung

Tab. 4: Fitparameter für verschiedene Konzentrationen x
im System $\text{Sb}_{1-x}\text{Cd}_x$

$x/\%$	T/K	ν_Q/MHz	$A_{22}/\%$	$\delta/\%$
1.01	77	97.5(1.5)	- 3.2(0.6)	9.0(5.7)
	296(2)	87.9(0.5)	- 4.0(0.3)	5.6(2.9)
	472(3)	77.6(0.6)	- 3.4(0.4)	3.9(2.8)
	649(4)	65.0(0.3)	- 4.3(0.3)	2.0(1.8)
1.67	77	97.9(3.3)	- 1.9(0.7)	7.2(6.8)
	296(2)	87.4(1.6)	- 4.2(0.4)	6.3(3.7)
	477(4)	76.0(1.4)	- 2.1(0.3)	3.6(3.2)
	570(5)	69.2(0.6)	- 2.0(0.2)	0(1.5)
	668(6)	60.2(1.6)	- 2.1(0.3)	3.8(3.5)

Tab. 5: Fitparameter für verschiedene Konzentrationen x
im System $\text{Sb}_{1-x}\text{Ag}_x$

$x/\%$	Messung Nr.	T/K	ν_Q/MHz	$A_{22}/\%$	$\delta/\%$
0.04	6	77	62.6(1.1)	- 1.1(0.2)	-
	5	295(2)	72.5(1.0)	- 2.0(0.2)	-
	1	395(2)	73.7(1.0)	- 6.1(0.2)	1.6(1.0)
	2	505(4)	71.2(1.0)	- 6.1(0.3)	1.4(1.3)
	3	574(7)	68.1(1.0)	- 5.9(0.2)	-
	4	670(6)	62.1(0.9)	- 2.8(0.3)	-
0.11	4	77	62.4(0.9)	- 4.7(0.3)	2.5(1.3)
	5	295(2)	72.7(1.0)	- 5.3(0.2)	1.4(0.6)
	2	374(1)	74.6(1.0)	- 5.0(0.2)	2.2(1.2)
	1	465(2)	73.7(1.0)	- 5.2(0.2)	-
	3	570(2)	68.3(0.9)	- 4.9(0.3)	0.7(0.7)
	6	674(2)	62.0(0.9)	- 2.4(0.2)	0.7
0.43	4	77	63.5(1.0)	- 1.8(0.3)	1.9(1.9)
	5	295(2)	72.9(1.0)	- 1.9(0.3)	-
	2	383(1)	73.8(1.1)	- 1.7(0.3)	-
	3	476(1)	71.5(1.0)	- 1.5(0.3)	-
	1	577(2)	67.8(1.0)	- 3.6(0.3)	1.5(1.4)

Aus den Tabellen 2 - 5 ist ersichtlich, daß die effektiven Amplituden für alle Konzentrationen und alle Impuritäten vom erwarteten theoretischen Wert $A_{22} = -0.18$ zum Teil weit abweichen. Dies bedeutet, daß ein Teil der Sondenkerne sich nicht auf einheitlichen Gitterplätzen befindet. Diese "fehlenden" Sondenkerne haben sich möglicherweise an Korngrenzen und Versetzungen im Gitter angelagert. Der von Bodenstedt und Mitarbeitern (Bod0 72) berichtete Effekt jedoch, daß sich diese Gitterfehler durch Zugabe von inaktiven Impuritäten absättigen lassen, ist hier nicht zu beobachten. Eine Zunahme der Amplitude der Wechselwirkung mit zunehmender Impuritätskonzentration ist nicht zu erkennen; lediglich das System $Sb_{1-x}Ag_x$ zeigt eine Abhängigkeit der Amplitude von der Temperatur. Wird die Probe oberhalb von 570 K gemessen (das ist gleichbedeutend mit einer Temperung von ca. 20 Stunden bei dieser Temperatur), so erkennt man für alle nachfolgenden Messungen eine verringerte Amplitude. Ob hier eine Entmischung stattfindet, eine Fehlstelle am Sondenkern eingefangen oder der Sondenkern selbst beweglich wird, ist noch ungeklärt. Die Tatsache jedoch, daß diese Abnahme der Modulationsamplitude bei den anderen Systemen nicht beobachtet wird, spricht für eine Entmischung des Systems $Sb_{1-x}Ag_x$.

Ein Vergleich der Literaturwerte aus Tabelle 1 mit den Werten aus Tabelle 3 zeigt, daß der Meßwert von Haas und Shirley (HaaS 73) mit dem der implantierten Probe übereinstimmt, während die beobachtete Frequenz von Lis und Naumann von der für 0.05 Gew.% In-Beimischung beträchtlich abweicht. Der zweite Implantationswert (HaaM 80), gemessen nach Implantation des 48 min Isomers im ^{111}mCd , zeigt jedoch erhebliche Abweichungen von den entsprechenden Vergleichswerten.

6.3 Temperatur- und Konzentrationsabhängigkeit des EFG

Die Abhängigkeit des EFG von der Meßtemperatur sowie von der Konzentration x der Beimischung M wurde für die Systeme $Sb_{1-x}M_x$ ($M = Ag, Cd, In, Sn$) im Bereich von 77 K bis nahe unter dem Schmelzpunkt des Wirtsmaterials Sb untersucht. Die Menge der Zulegierung M wurde dabei zwischen 0 Gewichtsprozenten und ca. 0.5 bis 1.5 Gewichtsprozenten variiert.

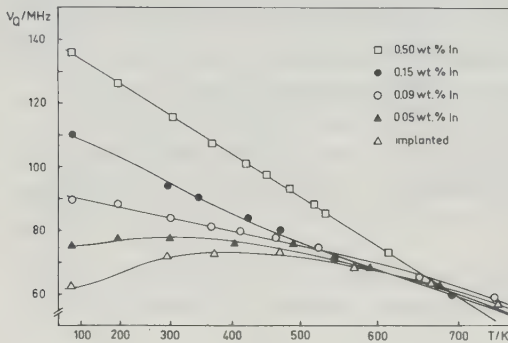


Abb. 17 ν_Q als Funktion der Temperatur für verschiedene In-Konzentrationen x

Abbildung 17 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Kopplungskonstanten ν_Q im System $Sb_{1-x}In_x$. Dabei ist ν_Q über einer $T^{3/2}$ Skala aufgetragen. Die implantierte Probe (leere Dreiecke) zeigt eine offensichtliche Abweichung von einem, für Metalle typischen ($ChrH\ 76$) $T^{3/2}$ -Verhalten. Die beobachtete Quadrupolwechselwirkungsfrequenz ν_Q nimmt bis zu einer Temperatur von 400 K zu und fällt erst dann wieder ab.

Im Gegensatz dazu steht das Verhalten von Proben mit mehr als 0.15 Gewichtsprozent In-Beimischung, die eine reine $T^{3/2}$ Abhängigkeit bis zum höchsten gemessenen Wert von $x = 0.5$ Gewichtsprozent zeigen.

Um sicherzustellen, daß diese drastische Abhängigkeit des EFG von der Impurity-Konzentration nicht durch Änderungen der Gitterparameter verursacht werden, wurde eine Röntgenstrukturanalyse für zwei Proben mit 0 und 0.5 Gewichtsprozenten In durchgeführt. Diese zeigt im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Änderung der Gitterkonstanten.

Aus dem Phasendiagramm von In-Sb (Abb. 8) gibt es keine Anzeichen für verschiedene Phasen in diesem System. Weiterhin würde die Ausscheidung von Metallclustern die Quadrupolfrequenz des Systems ^{111}Cd nach sich ziehen, die nicht beobachtet wurde (z.B. $\nu_Q = 17.5$ MHz für ^{111}Cd in In bei 293 K).

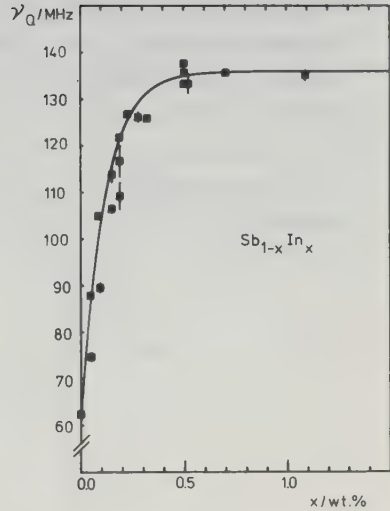
Trägt man die Quadrupolkopplungskonstante ν_Q bei 77 K über der Konzentration x auf, ergibt sich ebenfalls ein stetiges Ansteigen des Wertes von ν_Q , bis schließlich bei $x = 0.5$ % ein maximaler Wert erreicht wird, der etwa um einen Faktor 2 größer ist als der der implantierten Probe ($x = 0$ %).

Messungen bei 3 Gewichtsprozenten und 5 Gewichtsprozenten In (nicht mehr eingezeichnet) ergaben, daß sich die beobachtete Frequenz ab 0.5 Gew.% nicht mehr ändert (Abb. 18).

Abb. 18

ν_Q als Funktion der Konzentration x der In-Beimischung.

Die eingezeichnete Linie ist eine Anpassung nach der Gleichung $y = A + Ce^{Dx}$.



Da die Anfangsamplituden über den beobachteten Konzentrationsbereich in etwa konstant bleiben, lassen sich Einflüsse von Korngrenzen und Versetzungen ausschließen.

Ähnliche Ergebnisse erhält man für die Systeme $Sb_{1-x}Sn_x$ und $Sb_{1-x}Cd_x$.

Abb. 19

Temperaturabhängigkeit der Quadrupolkopplungskonstante ν_Q im System $Sb_{1-x}Sn_x$

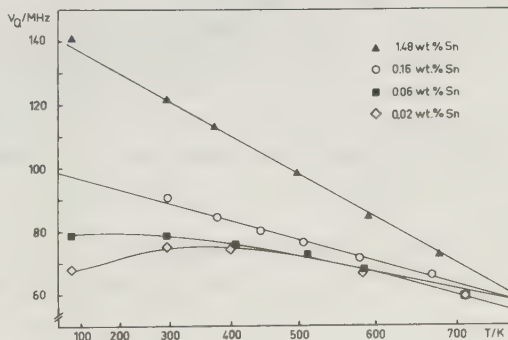


Abb. 20

Quadrupolkopplungskonstante ν_Q als Funktion der Sn-Beimischung.

Die eingezeichnete Linie ist eine Anpassung nach $y = A + Ce^{Dx}$.

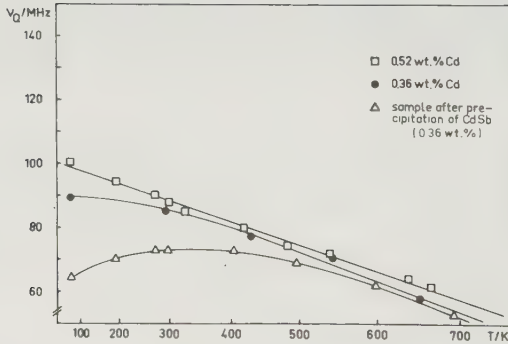
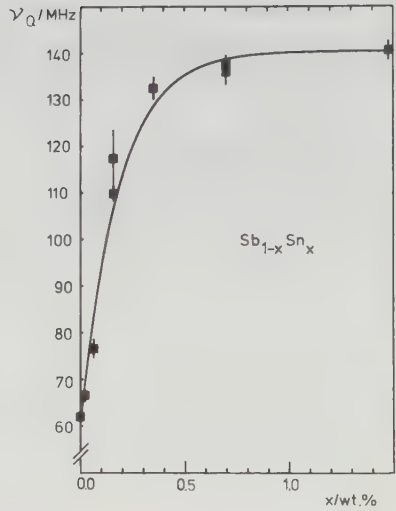


Abb. 21 Quadrupolkopplungskonstante ν_Q im System $Sb_{1-x}Cd_x$ als Funktion der Temperatur

Dabei bietet das System $\text{Sb}_{1-x}\text{Cd}_x$ die Möglichkeit, den Einfluß der Impurity Cd auf die Temperaturabhängigkeit direkt zu überprüfen, da durch einen Phasenübergang die Impurity Cd ausgefällt werden kann (Abb. 22).

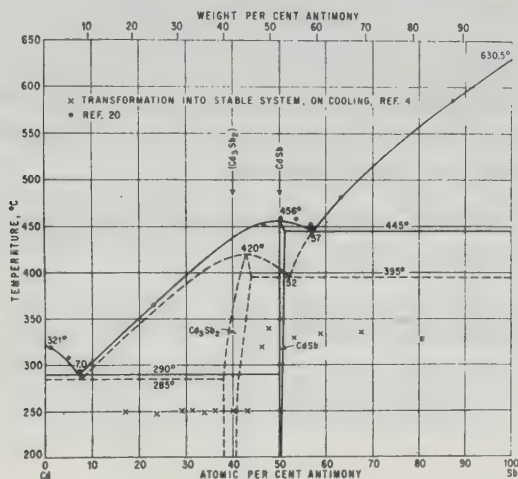


Abb. 22 Phasendiagramm (nach (HanA 58))

Erhitzt man nämlich das System $\text{Sb}_{1-x}\text{Cd}_x$ über 445°C, so fällt nach dem Abkühlen Cd in Form von CdSb aus. Die Sondenkerne jedoch, die als ^{111}In -Kerne vorliegen, behalten ihre Plätze im Gitter bei, solange die Soliduslinie bei 500°C im System Sb-In nicht überschritten wird (Abb. 8). Die Dreiecke in Abb. 21 zeigen eine Probe, die mehrere Stunden bei 460°C getempert wurde. Die Temperaturabhängigkeit der Quadrupolwechselwirkungsfrequenz ist in guter Übereinstimmung mit der des reinen Systems ($x = 0$).

Aus dem oben Gesagten läßt sich der Schluß ziehen, daß die Temperaturabhängigkeit der Quadrupolwechselwirkung im System $\text{Sb}_{1-x}\text{M}_x$ ($\text{M} = \text{Cd}, \text{In}, \text{Sn}$) durch die verschiedenen Mengen der Beimischungen verursacht wird, während das System $\text{Sb}_{1-x}\text{Ag}_x$ keinerlei Abhängigkeit von der Impurity zeigt (Abb. 22). Ob dieses Verhalten davon herrührt, daß die Ag-Impurity die Temperaturabhängigkeit des Systems nicht beeinflusst, oder ob das Silber aus der Wirtsmatrix Antimon herausdiffundiert, ist noch ungeklärt.

Die in Abb. 17, 19, 21, 23 eingezeichneten Kurven sind Anpassungen an folgenden Ausdruck:

$$eq(T) = eq(0) - (1 - BT^{3/2}) + Ce^{-E_g/2kT} \quad (32)$$

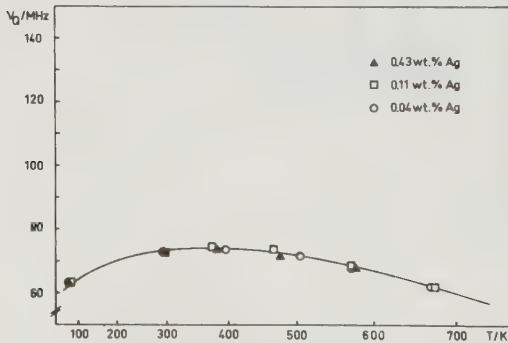


Abb. 23 Die Quadrupolkopplungskonstante V_Q als Funktion der Temperatur T

6.4 Konventionelle Parametrisierung des EFG

Der elektrische Feldgradient in einem Festkörper wird durch die Ladungsverteilung innerhalb des Kristallgitters bestimmt. Da diese jedoch nur sehr ungenau bekannt ist, berechnet man den EFG auf andere Weise. Man geht davon aus, daß sich der EFG als eine Überlagerung einzelner Beiträge ergibt. Diese lassen sich unter Vernachlässigung jeglicher gegenseitiger Beeinflussung berechnen.

Üblicherweise unterscheidet man die folgenden Komponenten (WatG 65):

- a) einen Gitteranteil eq_{latt} , der die z-fach geladenen Ionen des Kristallgitters berücksichtigt,
- b) einen Anteil eq_{el} , der die anisotrope Verteilung der Leitungselektronen beschreibt.

Unter dem Einfluß beider Felder werden die inneren abgeschlossenen Schalen des Sondenatoms deformiert. Dies wird durch entsprechende Sternheimerfaktoren χ_∞ und R berücksichtigt.

Damit erhält man für den EFG am Sondenkernort:

$$eq = (1-\chi_\infty)eq_{latt} + (1-R)eq_{el} \quad (33)$$

Der ionische Anteil $eq_{ion} = (1-\chi_\infty)eq_{latt}$ läßt sich ziemlich einfach mit Hilfe hinreichend schnell konvergierender analytischer Methoden (WetF 61) berechnen. Die dazu benötigten Sternheimer-Antishieldingfaktoren χ_∞ sind für viele Ionen bekannt und tabelliert (z.B. (FeiJ 69) oder (SteR 50)), sodaß der ionische Anteil des EFG sich recht zuverlässig berechnen läßt.

Der elektronische Anteil zum EFG wird bestimmt durch die Wellenfunktionen der Elektronen, die in Metallgittern nur unzureichend bekannt sind, und entzieht sich somit einer direkten Bestimmung.

Auf Grund von experimentellen Ergebnissen ergibt sich jedoch folgender überraschender Zusammenhang, der theoretisch nicht begründet ist (RagK 75):

$$eq_{el} = -K(1-\gamma_{\infty})eq_{latt} \quad (34)$$

Die Verknüpfung von eq_{el} mit eq_{latt} läßt sich jedoch verstehen, wenn man annimmt, daß die Elektronenwellenfunktionen die Symmetrie des Gitters reflektieren.

Der Wert für K ist für die meisten untersuchten Systeme in der Größenordnung von +3. Man erhält also für Metalle anstelle der additiven Überlagerung der einzelnen Feldgradienten ein Produkt aus denselben:

$$eq = eq_{latt}(1-\gamma_{\infty})(1-K) \quad (35)$$

Für hcp-Metallgitter entwickelten Bodnstedt und Mitarbeiter (BodP 78) ein Modell, das diese sogenannte universelle Korrelation stützt. Berechnungen für Zink ergaben gute Übereinstimmung sowohl mit der Korrelation von Raghavan als auch mit dem Experiment.

6.5 Ansätze zur Erklärung des Temperaturverhaltens des EFG in Metallen

Bis heute existiert noch kein Modell, das die empirisch gefundene Temperaturabhängigkeit des EFG in Metallen (HeuH 74; ChrH 76) eindeutig erklärt.

$$\epsilon q(T) = \epsilon q(0)(1 - BT^{3/2}) \quad (36)$$

Theoretische Ansätze liefern meist eine kompliziertere Beziehung als das $T^{3/2}$ -Verhalten. Die verschiedenen Modelle unterscheiden sich durch die Ursachen, die die Temperaturabhängigkeit des EFG bewirken. Diese sind:

- a) Gitterparameteränderungen und thermische Umbesetzung der Leitungselektronen
- b) Thermisch angeregte Gitterschwingungen und damit verbundene Änderung der Leitungselektronendichte.

Es hat sich gezeigt, daß ein Modell, das allein Gitterparameteränderungen berücksichtigt (DasP 61), keine Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt. Ein Modell von Quitmann und Mitarbeitern (QuiN 74), das auf Berechnungen der Gitterschwingungen in Ionenkristallen (BayH 51; KusB 56) aufbaut, nähert das mittlere Auslenkungsquadrat $\langle \Delta x^2 \rangle_T$ in Debye-Näherung an. Dabei erhält man für $T > \Theta_D$ eine lineare, für $T < \Theta_D$ eine quadratische Temperaturabhängigkeit, die insgesamt der experimentell beobachteten $T^{3/2}$ -Abhängigkeit recht nahe kommt.

Ein Modell von Jena (JenP 76), das nur die Temperaturabhängigkeit des elektronischen Anteils des EFG berücksichtigt, während der ionische Anteil als temperaturunabhängig angesehen wird, beschreibt die Ergebnisse für Metalle nur für $T < \Theta_D$ zufriedenstellend.

Die bisher beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten bringt ein Modell, das Gitterschwingungen und eine elektronische Abschirmung der Ionen zugrunde legt (NisR 78). Hier wird das mittlere Auslenkungsquadrat $\langle \Delta x^2 \rangle$ in einem Debye-Waller-Faktor berücksichtigt, während ein Term $eq_{ion}^{screened}$ die thermische Expansion des Gitters berücksichtigt.

Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den verschiedenen Modellen zeigt, daß Gitterschwingungen primär für das Temperaturverhalten des EFG in Metallen verantwortlich sind. Eine $T^{3/2}$ -Beziehung gibt deshalb die Meßergebnisse für hohe Temperaturen recht gut wieder. Für tiefe Temperaturen beobachtet man eine T^4 -Abhängigkeit (EngW 79).

6.6 Überlegungen zum Temperaturverhalten des EFG in Halbleitern

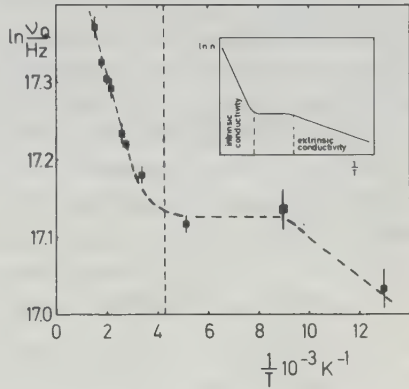
Während in den letzten Jahren die Quadrupolwechselwirkung in nichtkubischen Metallen sehr gründlich untersucht wurde, sind die Messungen an Halbleitern selten und es existieren bisher keine quantitativen Ansätze, die Temperaturabhängigkeit des EFG zu beschreiben. Während bei Metallen die Anzahl der Leitungselektronen für alle Temperaturen konstant bleibt, ist eine stark temperaturabhängige Ladungsträgerdichte für Halbleiter charakteristisch.

Untersuchungen der elektrischen Quadrupolwechselwirkung von ^{111}Cd im Halbleiter Tellur (BarB 80a; BarB 80b) und in der halbleitenden Verbindung In_2Te_5 (EngF 79) zeigen im Gegensatz zu Messungen in Metallen eine Zunahme des EFG mit ansteigender Temperatur. Abb. 24 zeigt den EFG im System $^{111}\text{CdTe}$. Dabei wurde der Logarithmus von ν_Q über der reziproken Temperatur aufgetragen. Man erkennt

bei etwa 300 K einen Anstieg des EFG zu höheren Temperaturen hin. Dies ist der Bereich, in dem die Eigenleitung im Tellur dominiert.

Abb. 24

ν_Q als Funktion der reziproken Temperatur in einer halblogarithmischen Darstellung (teilweise entnommen aus (BarH 80))



In der rechten oberen Ecke von Abb. 24 ist zum Vergleich die typische Temperaturabhängigkeit der Elektronenkonzentration eines dotierten Halbleiters gezeigt. Es lassen sich dabei drei Bereiche unterscheiden:

Der Bereich niedriger Temperaturen ist durch die Störstellenleitung charakterisiert. Der Anstieg der Kurve ist dabei durch den halben Energieabstand der Donatorzustände von der Unterkante des Leitungsbandes (n-dotierte Halbleiter) bzw. durch die halbe Energiedifferenz zwischen Akzeptorniveau und oberer Valenzbandkante (p-Dotierung) bestimmt.

Der auf die Störstellenleitung folgende konstante Kurven-
teil beschreibt die Störstellenerschöpfung, wo alle Ladungsträger von Störstellen zur Leitung verwendet werden,

die thermische Energie jedoch noch nicht ausreicht, um Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband zu bringen. Dieser Prozeß dominiert im Temperaturbereich der Eigenleitung, in dem der Anstieg proportional zum halben Bandabstand ist.

Der Vergleich zwischen Ladungsträgerkonzentration und EFG im Halbleiter Tellur legt den Versuch nahe, die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten ähnlich der Ladungsträgerdichte in Halbleitern mit einem Exponentialgesetz im Bereich der Eigenleitung anzupassen.

$$eq(T) = eq(0) + Ce^{-E_g/2kT} \quad (37)$$

Abb. 25 zeigt das Ergebnis einer solchen Anpassung. Der Fit beschränkt sich dabei auf den Eigenleitungsbereich, die Meßpunkte bei tieferen Temperaturen (≤ 300 K) blieben unberücksichtigt. Vorausgesetzt wurde dabei, daß der Beitrag des Gitters zum EFG praktisch konstant bleibt, d.h. die Temperaturabhängigkeit wird allein durch die Änderung der Ladungsträgerdichte bestimmt.

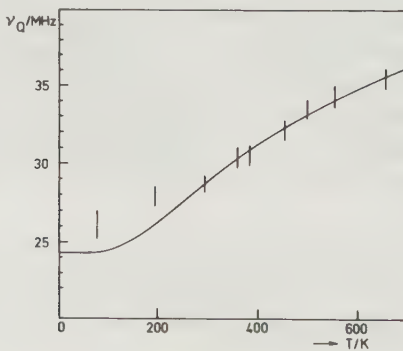


Abb. 25 Temperaturabhängigkeit der Quadrupolkopplungskonstanten im System $^{111}\text{CdTe}$.

Für das Energiegap E_g erhält man aus dem Fit:

$E_g = 0.087 \pm 0.012$ eV. Dieser Wert stimmt nicht mit dem Bandabstand für Te überein (Grop 69), doch gibt es mindestens zwei Gründe für dieses Verhalten

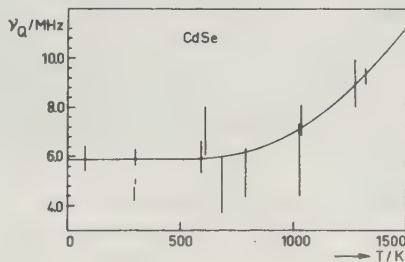
- i) das Te war nicht rein, denn gemessen wurde am Sondenkern ^{111}Cd im Te,
- ii) nicht alle Elektronen im Leitungsband tragen zum EFG bei.

Aus der Tatsache jedoch, daß sich der EFG verhält wie die Ladungsträgerkonzentration, erscheint die Annahme gerechtfertigt, daß sich die Temperaturabhängigkeit des EFG im System $^{111}\text{CdTe}$ durch Änderungen der Ladungsträgerdichte erklären läßt.

Untersuchungen am Halbleiter CdSe (BarB 79a) zeigen ebenso wie beim Halbleiter Te bei hohen Temperaturen eine Zunahme des EFG. Da der Bandabstand im CdSe 1.84 eV beträgt, ist der späte Anstieg des EFG bei ~ 1000 K nicht verwunderlich. Um in den Eigenleitungsbereich des CdSe zu kommen, sind Temperaturen höher als 1000 K erforderlich. Abb. 26 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Quadrupolwechselwirkungsfrequenz.

Abb. 26

ν_Q als Funktion der Meßtemperatur T
(Die eingezeichnete Kurve dient nur zur Augenführung)



Noch extremer wird die Situation bei Isolatoren. Hier ist der Bandabstand so groß, daß durch Zuführung von thermischen Energien keine Änderung der Ladungsträgerkonzentration im Leitungsband eintritt. Als geeigneter Vertreter aus der Gruppe der Isolatoren bietet sich HfO_2 an. Der Sondenkern ^{181}Hf zerfällt dabei durch e^- -Zerfall in ^{181}Ta . Aftereffekte, wie sie nach einem EC-Prozeß in Isolatoren auftreten können (BarB 79b), sollten hier keine Rolle spielen, da das aus dem Zerfall resultierende Sondenion chemisch stabil ist (Haas 73).

Abb. 27 zeigt einige typische Zeitspektren bei verschiedenen Temperaturen.

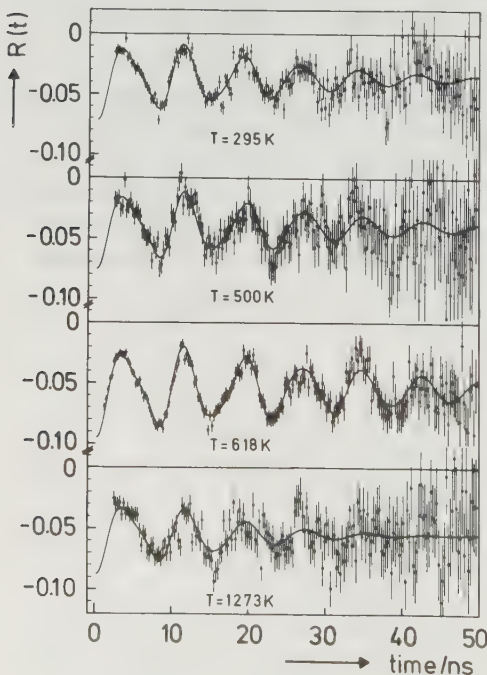


Abb. 27 Modulationsspektren von ^{181}Ta in HfO_2 bei verschiedenen Temperaturen

Innerhalb des Temperaturintervalls von 77 K bis 1500 K lassen sich die Spektren unter der Annahme eines einheitlichen Gitterplatzes für den Sondenkern ^{181}Hf erklären. Aus der Anpassung ergibt sich die Quadrupolkopplungskonstante $\nu_Q = 762(11)$ MHz und ein Asymmetrieparameter $\eta = 0.37(5)$, der in guter Übereinstimmung mit dem Wert von E. Gerdau et al. (GerW 69) ist.

In Abb. 28 ist der beobachtete Temperaturverlauf der Quadrupolkopplungskonstanten ν_Q im Isolator HfO_2 aufgetragen. Im Rahmen der Meßgenauigkeit erweist sich ν_Q als von der Temperatur unabhängig, im Gegensatz zu Messungen von F. El Bedewi et al. (BedF 80), wo ein Ansteigen von ν_Q mit zunehmender Temperatur beobachtet wurde.

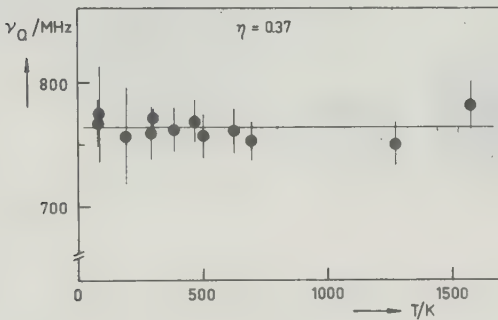


Abb. 28 Temperaturabhängigkeit der Quadrupolkopplungskonstanten ν_Q in HfO_2

6.7 Überlegungen zur Temperaturabhängigkeit des EFG in Halbmetallen

Halbmetalle zeichnen sich dadurch aus, daß Valenzband und Leitungsband einen geringen Überlapp besitzen (Abb. 29), während Halbleiter durch eine Bandlücke charakterisiert sind.

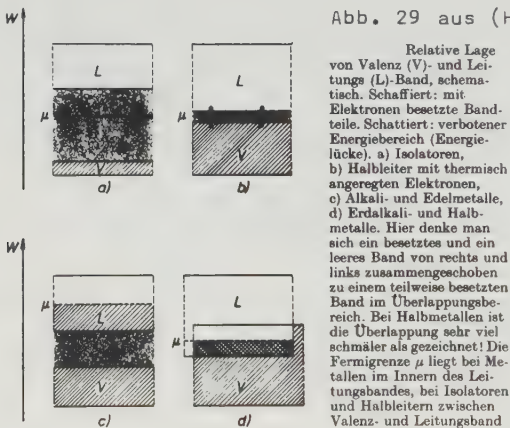


Abb. 29 aus (HelK 76)

Der Bandüberlapp im Halbmetall Antimon beträgt -0.16 eV (SauG 73). Für die in der gleichen Hauptgruppe des Periodensystems stehenden Elemente Arsen und Wismut, die ebenfalls zu den typischen Halbmetallen zählen, beträgt der Wert des Bandüberlapps -0.50 eV (Arsen) bzw. -0.03 eV (Wismut).

Die elektronischen Eigenschaften von Halbmetallen zeigen Charakteristika in der Mitte zwischen Halbleiter und Metall (SauG 73). Die Transporteigenschaften der Elektronen in Halbmetallen zeigen viele Merkmale, die

man auch in Halbleitern findet, allerdings mit einer großen Ladungsträgerdichte. Im Unterschied zum Halbmetail verhält sich der Halbleiter jedoch nahe 0 K wegen des Energiegaps wie ein Isolator, während das Halbmetail auch hier noch eine verhältnismäßig hohe Ladungsträgerdichte besitzt.

Dies alles legt die Vermutung nahe, das Temperaturverhalten des EFG als Überlagerung des Temperaturverhaltens von Halbleitern und Metallen anzusehen.

Während in Metallen die Ladungsträgerkonzentration temperaturunabhängig ist und Phononen für die abnehmende Temperaturabhängigkeit des EFG verantwortlich sind, wird in Halbleitern der Einfluß der Phononen durch eine stark mit der Temperatur zunehmende Ladungsträgerdichte überdeckt, die eine Zunahme des EFG mit steigender Temperatur zur Folge hat.

Für das System $\text{Sb}_{1-x}\text{M}_x$ läßt sich das Temperaturverhalten des EFG für entsprechend große Konzentrationen x mit Hilfe der für nichtkubische Metalle gültigen $T^{3/2}$ -Beziehung beschreiben, wobei der Steigungsparameter B für die einzelnen Impurities variiert (siehe Tab. 6). Das System $\text{Sb}_{1-x}\text{Ag}_x$ bildet eine Ausnahme, deren Grund noch nicht eindeutig erkannt ist.

Für Konzentrationen $x \leq 0.06$ Gew.% Beimischung erhält man ein halbleiterähnliches Verhalten bis etwa 400 K, d.h. der EFG nimmt mit wachsender Temperatur zu.

Diese Tatsachen führen zu folgender Hypothese:

1) Temperaturabhängigkeit in reinen Halbmetallen

Bei tiefen Temperaturen, wenn Gitterschwingungen schwach angeregt sind, führt eine Zunahme der Ladungsträgerdichte zu einem mit steigender Temperatur

zunehmenden EFG. Je höher die Temperatur wird, desto stärker bestimmen Phononen den EFG des Gitters. Da die Ladungsträgerdichte einem Sättigungswert zustrebt (ähnlich wie bei Halbleitern), überwiegt schließlich der Beitrag der Phononen den der Ladungsträger und der EFG nimmt mit wachsender Temperatur ab.

2) Temperaturverhalten des EFG bei hohen Impuritykonzentrationen x

Impurities, die Halbmetallen (Halbleitern) zugelegt werden, ändern im allgemeinen die Bandstruktur des ursprünglichen Wirtsmaterials (Saug 73). Dies bedeutet, daß man z.B. durch Zulegen geeigneter Substanzen den Bandüberlapp eines Halbmetalles so verändern kann, daß ein Energiegap entsteht und man einen Halbleiter vorliegen hat. Ebenso läßt sich auch der Bandüberlapp so verbreitern, bis das ursprüngliche Halbmetall sich wie ein Metall verhält.

Im Falle des Antimons scheinen Beimischungen von Cd ($x \geq 0.005$), In ($x \geq 0.0015$), Sn ($x \geq 0.0015$) den Bandüberlapp so zu vergrößern, daß sich die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten des Systems $Sb_{1-x}M_x$ wie in einem nichtkubischen Metall verhält.

Nachdem sich der Feldgradient im System $Sb_{1-x}M_x$ je nach Konzentration x und Temperatur wie in einem Halbleiter oder in einem nichtkubischen Metall verhält, wird versucht, die Temperaturabhängigkeit durch beide Anteile zu beschreiben.

Man erhält also einen Anteil $a - bT^{3/2}$, der den Beitrag der Gitterschwingungen berücksichtigt, und einen Anteil $c + d \cdot e^{-E_g/2kT}$, der für die thermische Anregung der Ladungsträger steht. Damit ergibt sich folgender Ausdruck

für die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten in Halbmatalen:

$$eq(T) = eq(0) \cdot (1 - BT^{3/2}) + Ce^{-E_g/2kT} \quad (38)$$

In Tabelle 6 sind die Fitparameter dieser an die Meß-
ergebnisse angepaßten Funktion aufgelistet.

Tabelle 6

Fitparameter für verschiedene Impurities und verschiedene
Konzentrationen

Die statistischen Fehler liegen für B und C in der
Größenordnung von 10 %.

Impu- rity	x/%	eq(0)/MHz	-B/10 ⁻⁵ K ^{-3/2}	C	E _g /10 ⁻³ eV
Ag	0.04				
	0.1	64.3(4.0)	4.6	87.4	66.8(5.0)
	0.43				
Cd	"0"				
	prec.	66.2(1.8)	5.1	82.9	63.2(3.2)
	0.36	91.9(2.0)	4.0	60.5	85.1(4.7)
	0.52	100.2(2.2)	2.3	≤ 10	≥ 280
In	"0"				
	elektr.	66.9(2.5)	2.4	45.7	59.7(4.1)
	"0"				
	impl.	64.2(2.0)	4.7	96.5	74.3(6.1)
	0.05	76.6(2.1)	3.6	65.1	74.9(6.0)
	0.09	93.1(1.7)	2.8	47.5	124.1(8.1)
	0.15	109.0(2.0)	2.7	≤ 10	≥ 280
	0.5	138.4(2.3)	3.2	≤ 10	≥ 280
	0.7	136.5(2.4)	2.9	≤ 10	≥ 280
Sn	0.02	69.5(1.5)	4.2	79.1	69.7(5.0)
	0.06	79.9(1.7)	2.9	40.4	69.8(4.5)
	0.158	99.0(1.9)	1.8	≤ 10	≥ 280
	1.48	140.3(2.0)	2.7	≤ 10	≥ 280

Dabei ist zu beachten, daß es bei 4 Parametern wünschenswert wäre, mehr Meßpunkte pro Impurity-Konzentration x zu haben. Gl. 38 gibt die Temperaturabhängigkeit recht gut wieder. Allerdings ist $eq(0)$ in dieser Schreibweise noch konzentrationsabhängig. Dennoch erkennt man aus den Werten für das Energiegap E_g eine Zunahme des Überlapps mit steigender Impuritykonzentration x für jede Beimischung M . Vorhersagen aufgrund der Wertigkeit der Impurity bzw. der Differenz der Kernladungen zwischen Wirtsgitter und Impurity für das Verhalten der Proben lassen sich nicht eindeutig bestätigen. Hier wären möglicherweise Messungen der Leitfähigkeit hilfreich.

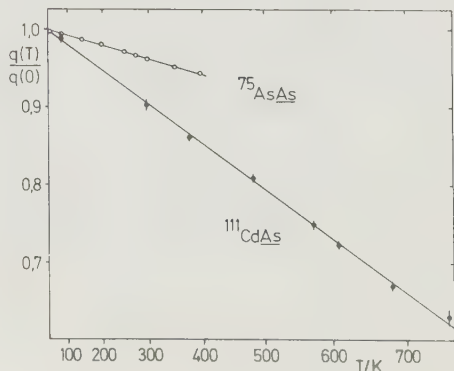
Im Rahmen der Messungen am Antimon wurde auch die Temperaturabhängigkeit des EFG in den beiden anderen Halbmetallen untersucht.

a) Arsen

Da Arsen ($E_g = -0.500$ eV) bei 613°C bei Normaldruck sublimiert, ist es unmöglich durch Zusammenschmelzen die radioaktiven ^{111}In -Sondenkerne in die As-Matrix einzubringen. Statt dessen wurde die auf As aufelektrolysierte Aktivität durch einen Sublimationsprozeß zum Teil in das As-Gitter eingebaut. Eine ausführliche Beschreibung der Probenherstellung ist bei (BoeG 80) zu finden. Die beobachtete Temperaturabhängigkeit für das

Abb. 30

Temperaturabhängigkeit des EFG im Halbmetall As (entnommen aus (BarB 81))



System $^{111}\text{CdAs}$ lässt sich gut durch eine $T^{3/2}$ -Beziehung beschreiben (Abb. 30). Dies ist nicht überraschend, da der Bandüberlapp in Arsen -0.50 eV beträgt. Das System $\text{Sb}_{1-x}\text{M}_x$ zeigt bereits für $E_g \approx 0.300$ eV (Tabelle 6) rein metallisches Verhalten.

b) Wismut

Die Wismutproben ($E_g = -0.030$ eV) wurden durch Elektrolyse von ^{111}In auf In-Metall und anschließendes Zusammenschmelzen und Abschrecken hergestellt. Die In-Konzentration betrug dabei 0.5 Gewichtsprozent.

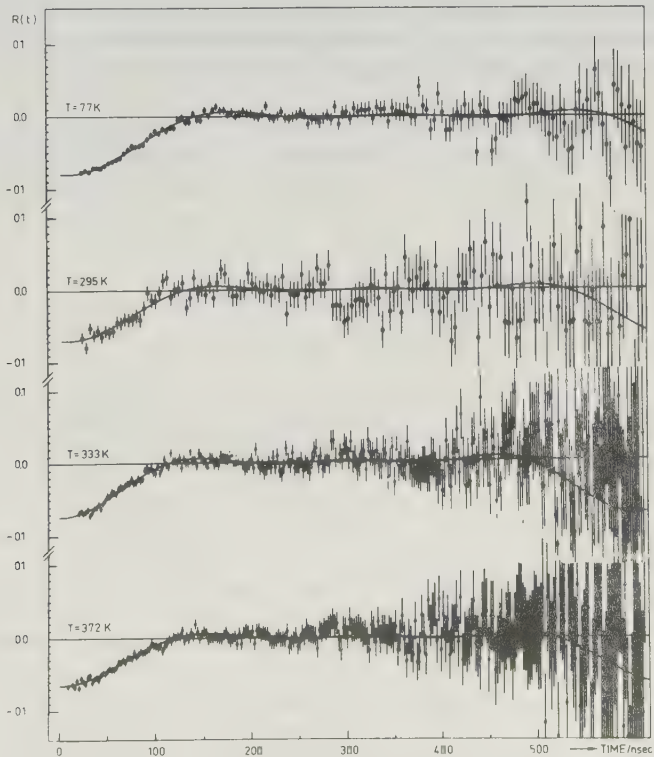


Abb. 31 Einige typische Spektren für das System $^{111}\text{CdBi}$

Die beobachtete Quadrupolwechselwirkungsfrequenz von ca. 10 MHz und die Temperaturkonstanz von ν_Q (Abb. 31) stehen im krassen Gegensatz zu Messungen von W. Keppner et al. (KepH 78), die nach Implantation der radioaktiven ^{111}In -Sondenkerne in das Bi-Wirtsgitter eine starke Temperaturabhängigkeit des elektrischen Feldgradienten beobachteten. Der Wert für die Quadrupolkopplungskonstante betrug dabei (Raumtemperatur) $\nu_Q = 80.7$ MHz. Diese Diskrepanzen lassen sich jedoch durch die Annahme erklären, daß der Sondenkern ^{111}In in einen Fall einen regulären Gitterplatz einnimmt, während er im anderen Fall auf einem Zwischengitterplatz zur Ruhe kommt. Zur eindeutigen Klärung dieses Sachverhaltes wären Channeling-Experimente sehr hilfreich.

Literaturverzeichnis

- (BarB 79a) H. Barfuß, G. Böhnlein, H. Hohenstein, W. Kreische,
H. Niedrig und
H. Appel, J. Raudies, W.-G. Thies
Jahresbericht 1979/80 Phys. Inst. Erlangen S. 74
- (BarB 79b) H. Barfuß, G. Böhnlein, H. Hohenstein, W. Kreische,
H. Niedrig, A. Reimer und J. Raudies
Jahresbericht 1979/80 Phys. Inst. Erlangen S. 77
- (BarB 80a) H. Barfuß, G. Böhnlein, P. Freunek, R. Hofmann,
H. Hohenstein, W. Kreische, H. Niedrig, A. Reimer
und W. Keppner, W. Körner
Hyp. Interactions (im Druck)
- (BarB 80b) H. Barfuß, G. Böhnlein, P. Freunek, R. Hofmann,
H. Hohenstein, W. Kreische, H. Niedrig, A. Reimer
Nuclear Physics Methods in Material Research,
ed. by K. Bethge, H. Baumann, H. Jex, F. Rauch,
Vieweg, Braunschweig, Wiesbaden 1980, 421
- (BarB 80c) H. Barfuß, G. Böhnlein, H. Hohenstein, W. Kreische,
M. Meinhold, H. Niedrig, Phys. Lett. 79A (1980) 252
- (BarB 81) H. Barfuß, G. Böhnlein, P. Freunek, R. Hofmann,
H. Hohenstein, W. Kreische, H. Niedrig, A. Reimer
Z. Phys. B - Condensed Matter (1981) 229
- (BarC 63) C. S. Barrett, P. Cucka, K. Haefner,
Acta Cryst. 16 (1963) 451
- (BarH 80) H. Barfuß, Diplomarbeit, Phys. Inst. Erlangen (1980)
- (BayH 51) H. Bayer, Z. Physik 130 (1951) 227
- (BedM 80) F. El Bedewi, M. Mohsen, H. A. Ismail,
H. Abou Leila, A. Eid
V. International Conference on Hyperfine
Interactions, Berlin, 21.-25.7.1980, G 29-IV

- (BodO 72) E. Bodenstedt, U. Ortabasi and W.H. Ellis,
Phys. Rev. 86 (1972) 2909
- (BodP 78) E. Bodenstedt, B. Perscheid,
Hyp. Interactions 5 (1978) 291
- (BoeG 80) G. Böhnlein, Diplomarbeit, Erlangen 1980
- (ChrH 76) J. Christiansen, P. Heubes, R. Keitel,
W. Klinger, W. Löffler, W. Sandner, W. Witthuhn,
Z. Physik B24 (1976) 177
- (CohR 57) M.H. Cohen, R. Reif, Solid State Phys. 5
(1957) 321
- (CucB 62) P. Cucka, C.S. Barrett,
Acta Cryst. 15 (1962) 865
- (DasP 61) T.P. Das, M. Pomerantz,
Phys. Rev. 123 (1961) 2070
- (EngF 79) W. Engel, D. Forkel, H. Föttinger, S. Hoth,
M. Iwatschenko, R. Keitel, W. Klinger,
N. Neusinger, R. Reichle, R. Seeböck, W. Witthuhn
und H. Barfuß, G. Böhnlein, P. Freunek, R. Hofmann
H. Hohenstein, W. Kreische, H. Niedrig, A. Reimer
Jahresbericht 1979/80 Phys. Inst. Erlangen S. 62
- (EngW 79) W. Engel, Dissertation, Erlangen 1979
- (FeiF 55) A.M. Feingold, S. Frankel,
Phys. Rev. 97 (1955) 1025
- (FeiJ 69) F.D. Feiock, W.R. Johnson,
Phys. Rev. 187 (1969) 39
- (FerR 54) M. Ferentz, N. Rosenzweig, "Tables of
F Coefficients" (ANL Report 5324)
- (FraS 65) H. Frauenfelder and R.M. Steffen in Alpha-, Beta-
and Gamma-Ray Spectroscopy, edited by K. Sieg-
bahn, North Holland, Amsterdam 1965, p. 997

- (FreH 79) U. Frey, H. Hohenstein, W. Kreische, M. Meinhold, H. Niedrig, U. Pechtl, K. Reuter,
Z. Phys. 33 (1979) 141
- (FreP 80) P. Freunek, Staatsexamensarbeit, Erlangen 1980
- (FreU 79) U. Frey, Staatsexamensarbeit, Erlangen 1979
- (GerW 69) E. Gerdau, J. Wolf, H. Winkler, Proc. Roy. Soc. A 311 (1969) 197
- (Gmel 49) Gmelin,
Handbuch der anorganischen Chemie 18 B (1949)
- (GreK 71) P.E. Gregers-Hansen, M. Krusius and G.R. Pickett,
Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 38
- (GroP 69) P. Grosse, Springer Tracts in Modern Physics
(Springer, Berlin) 48 (1969)
- (HaaS 73) H. Haas and D.A. Shirley,
J. Chem. Phys. 58 (1973) 3339
- (HaaM 80) H. Haas, M. Menningen,
V. International Conference on Hyperfine
Interactions, Berlin, 21.-25.7.1980, C15-I
- (HanA 58) M. Hansen, K. Anderko,
Constitution of Binary Alloys,
New York/Toronto/London 1958
- (HelK 76) K.-H. Hellwege, Einführung in die Festkörper-
physik, Springer Verlag Berlin, Heidelberg,
New York 1976
- (HeuH 74) P. Heubes, H. Hempel, H. Ingwersen, R. Keitel,
W. Klinger, W. Loeffler and W. Witthuhn,
Contributed Papers, Intern. Conf. on Hyperfine
Interactions studied in Nuclear Reactions and
Decay (Uppsala, Sweden, June 10-14, 1974), eds.
E. Karlsson and R. Wäppling (Upplands Grafiska
AB, Uppsala, 1974) p. 208

- (HeuP 75) P. Heubes, Dissertation, Erlangen 1975
- (HewT 62) R.R. Hewitt and T.T. Taylor,
Phys. Rev. 125 (1962) 524
- (HewW 63) R.R. Hewitt and B.F. Williams,
Phys. Rev. 129 (1963) 1188
- (HolW 71) A.F. Holleman, E. Wiberg, Lehrbuch der Anorganischen Chemie, Walter de Gruyter & Co.,
71.-80. Auflage, Berlin 1971
- (HygD 66) E.H. Hygh and T.P. Das, Phys. Rev. 143
(1966) 452
- (JacJ 75) J.D. Jackson, "Classical Electrodynamics",
John Wiley & Sons Inc., New York 1975
- (JenP 76) P. Jena, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 418
- (KauV 79) E.N. Kaufmann and R.J. Vianden,
Rev. Mod. Phys. 51 (1979) 161
- (KepH 78) W. Keppner, P. Heubes und G. Schatz
Jahresbericht der Universität Konstanz
Fachbereich Physik, Konstanz 1978
- (KreN 76) W. Kreische, H. Niedrig, H. Pemsel,
K. Reuter, K. Roth,
J. de Physique, Colloque C7 (1976) 496
- (KusB 56) T. Kushida, G.B. Benedek, N. Blombergen,
Phys. Rev. 104 (1956) 1364
- (LedS 78) C.M. Lederer, V.S. Shirley,
Table of Isotopes 7, New York (1978) 521
- (LisN 77) S.A. Lis and R.A. Naumann
Hyperf. Int. 3 (1977) 283
- (LucE 69) E.A.C. Lucken, "Nuclear Quadrupole Coupling
Constants", Academic Press, London 1969

- (NisR 78) K. Nishiyama, D. Riegel,
Hyp. Int. 4 (1978) 490
- (PecU 79) U. Pechtl, Staatsexamensarbeit, Erlangen 1979
- (QuiN 74) D. Quitman, K. Nishiyama and D. Riegel,
Proc. 18th Ampere Congress (Nottingham,
9-14 September 1974) in: Magnetic resonance
and related phenomena, Vol. 2, eds. P.S. Allen,
E.R. Andrew and C.A. Bates (North-Holland,
Amsterdam, 1975) p. 349
- (RagK 75) R.S. Raghavan, E.N. Kaufmann, P. Raghavan,
Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1280
- (RagR 73) R.S. Raghavan, P. Raghavan, J.M. Friedt,
Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 10
- (SauG 73) G.A. Saunders,
Contemp. Phys. 14 (1973) 149
- (SteA 75) R.M. Steffen, K. Alder, in "The Electro-
magnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy",
North Holland, Amsterdam 1975
- (SteR 50) R. Sternheimer, Phys. Rev. 80 (1950) 102
- (TayH 63) T.T. Taylor and E.H. Hygh
Phys. Rev. 129 (1963) 1193
- (TPRC) "Thermophysical properties of matter"
The TPRC Data Series, Vol. 12 & 13
- (WapN 59) A.H. Wapstra, G.J. Nijgh and R. van Lieshout
Nuclear Spectroscopy Tables, North-Holland
Publ. Comp., Amsterdam 1959
- (WatG 65) R.E. Watson, A.C. Gossard and Y. Yafet,
Phys. Rev. 140 (1965) A 375

- (WegH 66) H. Wegener, "Der Mößbauer-Effekt und seine Anwendungen in Physik und Chemie", Bibliographisches Inst., Mannheim 1966
- (WetF 61) F.W. de Wette, Phys. Rev. 123 (1961) 103
- (WitW 76) W. Witthuhn,
Habilitationsschrift, Erlangen 1976
- (WycR 60) R.W.G. Wyckoff
Crystal Structures, Interscience Publishers
New York (1960) Vol. 1

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Kreische, auf dessen Anregung hin diese Arbeit entstand, für zahlreiche anregende Diskussionen und sein ständiges Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Weiterhin möchte ich mich besonders bei den Herren Dr. K. Reuter, H. Barfuß und G. Böhnlein bedanken, die durch ihre oft weit über das kollegiale Maß hinausgehende Hilfe bei den Experimenten und in Diskussionen wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt außerdem Frau U. Frey, Herrn P. Freunek und Frau U. Pechtl, die im Rahmen ihrer Zulassungsarbeiten viele Stunden für Teilmessungen und Auswertungen aufgewendet haben.

Ich möchte an dieser Stelle nicht versäumen, den Herren G. Gradl, H. Hohenstein, R. Hofmann, M. Meinhold, A. Reimer und B. Röseler für die angenehme Zusammenarbeit und manche wertvolle Anregung und Hilfe bei den Messungen zu danken.

Den Herren Dr. R. Keitel und S. Hoth schulde ich Dank für die Bereitstellung des modifizierten Auswerteprogramms "CESSNA", mit dem die Meßdaten gefittet wurden.

Danken möchte ich auch Herrn Prof. Dr. G. Schatz, den Herren Dr. P. Heubes, W. Keppner und W. Körner für die Implantation, Herrn Dr. W. Irlner für die Röntgenanalyse sowie besonders Herrn Prof. Dr. H. Appel, Herrn J. Raudies und Herrn Dr. W.G. Thies für die Überlassung ihrer Meßapparatur sowie die freundliche Unterstützung bei den Messungen im Kernforschungszentrum Karlsruhe.

Dem Bundesministerium für Forschung und Technologie sei für die großzügige finanzielle Unterstützung an dieser Stelle gedankt.

LEBENS LAUF

Heinz Niedrig

6.1.1947	Geburt in Nürnberg Eltern: Günter Niedrig, Postbeamter Margarete Niedrig, geb. Luber
1953 - 1958	Volksschule in Nürnberg
1958 - 1967	Naturwissenschaftliches Gymnasium/ Martin-Behaim-Gymnasium in Nürnberg
Juli 1967	Abitur
Okt. 1967 - März 1969	Wehrdienst bei der Bundeswehr
April - Okt. 1969	Industriepraktikum bei der Firma Auto-Kropf in Nürnberg
Nov. 1969 - April 1976	Physik-Studium an der Universität Erlangen-Nürnberg
Febr. 1972	Vordiplom
Juli 1972	Heirat mit Gisela Pöppel
April 1976	Diplomexamen mit der Arbeit "Der Einfluß statischer und zeitlich fluktuierender Störfelder auf Winkel- und Polarisationskorrelationen"
Aug. 1976 - Sept. 1978	Stipendium nach dem Graduiertenförderungs- gesetz und wissenschaftliche Hilfskraft am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg
Okt. 1978	Geburt Sohn Christian
Sept. 1978 - Juni 1979	Wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg
seit Juli 1979	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg

